

## МОДЕЛЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ПРОЦЕСІ ОЧИЩЕННЯ ВИРОБІВ СКЛАДНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

**Мета.** За допомогою моделювання визначити, як змінюється значення акустичного тиску, отримане датчиком, в процесі ультразвукового очищення виробів різної конфігурації з забрудненням різної товщини та щільності.

**Методи дослідження.** Моделювання за допомогою наявних програмних засобів імітації розповсюдження високоінтенсивних ультразвукових хвиль.

**Наукова новизна.** На основі побудованої моделі процесу ультразвукового очищення встановлено залежність між ультразвуковим відгуком датчика та ступеню забрудненості тіла.

**Практична значимість.** Встановлено залежності між щільністю і товщиною забруднення та ультразвуковим відгуком, що отримує датчик, для тіл різної конфігурації. Шляхом аналізу отриманих даних сформовано загальний висновок щодо залежності між забрудненням та ультразвуковим віддзеркаленням для будь-якої конфігурації очищувального тіла.

**Результати.** Під час аналізу отриманих даних виявлено наступні закономірності: у процесі очищення тіла правильної форми із забрудненням високої щільності простежується стабільне збільшення максимального відхилення акустичного тиску при зменшенні товщини наявного забруднення. Коли щільність забруднення невисока, то починають спостерігатися додаткові акустичні сплески, що обумовлені віддзеркаленням і від забруднення, і від виробу, що очищується. Очищення тіла з геометричними особливостями не має такої ж стабільної картини щодо збільшення амплітудного відхилення в одному напрямку осі, але все ще можна спостерігати зростання різниці між максимальним та мінімальним значеннями акустичного тиску. Отже, для визначення ступеню забруднення об'єкта, а, відповідно, і необхідності продовжувати процес ультразвукового очищення можна враховувати максимальне відхилення акустичного тиску та кількість значних відхилень. Є сенс продовжувати ультразвукове очищення, поки відбувається зміна акустичного тиску, при цьому зосереджуючи найінтенсивніший вплив на ділянках, де спостерігається найбільше зростання амплітудних відхилень. Очищене тіло буде мати найбільший за різницею амплітуд сигнал та найменшу наявність дисперсійних відхилень.

**Ключові слова:** ультразвукове поле, акустичний тиск, моделювання, ультразвукове очищення.

doi: 10.31721/2306-5435-2020-1-107-3-11

**Проблема та зв'язок її з науковими та практичними задачами.** Зростаюча популярність ультразвукового очищення є результатом загальносвітової тенденції використовувати більш екологічні та ефективні технології. З моменту появи ультразвукового способу очищення ведуться дослідження щодо підвищення його якості та енергоефективності. Перший спосіб підвищити ефективність цього процесу - це використання автоматизованого керування на основі інформації про перебіг процесу очищення. Отримувати інформацію можна про стан рідини для очищення та про стан об'єкта очищення. Якщо в першому випадку не враховуються особливості самого виробу, його конфігурація та різна забрудненість окремих ділянок, то в другому - оцінка перебігу буде залежати, насамперед, від цих факторів. Інший спосіб підвищити ефективність - це формувати керуючий вплив із врахуванням просторового розподілення кавітації у ємності, формуючи максимальний вплив на потрібній ділянці. Для формування такого впливу на необхідних ділянках очищувального тіла треба визначити залежності між забрудненістю та ультразвуковим віддзеркаленням.

**Аналіз досліджень та публікацій.** Багато досліджень присвячено підвищенню ефективності ультразвукового очищення та кавітації як основного фізичного ефекту, що її забезпечує. В праці [1] залежності кількості кавітаційних бульбашок при ультразвуковому тестів очищення з різною концентрацією розчиненого кисню у воді та виявлено, що існує оптимальна перенасиченість газу для максимальної ефективності видалення забруднення. Використання ультразвукового опромінення низької інтенсивності при оптимальній перенасиченості газу в очисних розчинах дозволяє отримувати легку динаміку бульбашок без сильного колапсу і таким чином знижувати ризик ерозії кавітації. Процес очищення при цьому стає більш ефективний та безпечний. В праці [2] під час аналізу виникнення різних максимумів кавітації при різних температурах під час охолодження термічно дегазованої води, після дослідження зв'язку між цим явищем, частотою та потужністю ультразвуку, виявлено, що причина у вторинному насиченні води повітрям. Отже, кавітація залежить від загазованості води і ця залежність має нелінійний хара-

ктер. При використанні нового самочутливого методу вимірювання наявності і рівня кавітації [3], який можна застосувати навіть у важкодоступних або непрозорих умовах, виявлено, що розподіл кавітаційних бульбашок тісно пов'язаний з геометричним розташуванням та дистанцією між випромінювачем та дном контейнеру. В дослідженні [4] на основі дослідження кавітаційної активності за допомогою аналізу спектру коливальної хвилі виявлено наступні залежності: кавітація стає нестабільною при тривалому часі інтонації і це більш виражене при великій потужності; підвищення потужності, вмісту газу та додавання очищувального засобу посилює кавітацію, але при певних значеннях вона досягає максимуму та починає знижуватись; окрім того, що температура, частота, потужність, вміст газу впливають на кавітацію, вони ще взаємозалежні: час інсонації та висока потужність впливають на температуру та вміст газу, вміст газу змінюється в залежності від температури. Але найголовніше, що має бути враховане при оцінці кавітації, це її просторова розподіленість, тобто на різній відстані від випромінювача можна спостерігати різні значення кавітаційної активності. Саме це питання піднімається у праці [5] і на основі аналізу поведінки кавітаційних скупчень, автори приходять до висновку щодо виклику колапсу у дальній кавітаційній зоні за допомогою додаткового низькочастотного джерела ультразвукового випромінювання. Це дозволяє звільнити та використовувати енергію кавітаційних скупчень і призводить до підвищення ефективності, яке доведено за допомогою експерименту з використанням установки з двома несинхронізованими випромінювачами ультразвуку високої та низької амплітуди, які разом дають більшу площу кавітаційної активності, ніж сума робочих площ кожного випромінювача окремо. Отже, є сенс у обробці виробу, що очищується декількома різноамплітудними випромінювачами одночасно. Висновок щодо ефективності використання ультразвукового очищення виробів складної конфігурації з внутрішніми отворами можна зробити на основі [6], в якій за допомогою ультразвуку та запропоновано методологію маринізації обладнання, в лабораторних умовах доведено ефективність підводного ультразвукового очищення.

Отже, питання підвищення ефективності ультразвукового очищення є досить актуальним та досліджуваним. Оскільки одним із шляхів його розв'язку є розробка автоматизованої системи керування процесом, яка передбачає формування керуючого впливу на основі оцінки стану очищувального об'єкта. В цій роботі розглянуто моделювання параметрів, на основі яких можна сформулювати висновок про ступінь забруднення об'єкта.

**Постановка задачі.** Шляхом моделювання необхідно визначити залежність між ультразвуковими відгуками, що зафіксовано датчиками, та перебігом процесу очищення. Моделювання провести для виробів як простої, так і складної конфігурації. Визначити вплив товщини та щільності забруднення на ультразвукові сигнали датчика. Проаналізувати, як геометричні особливості очищувального тіла змінюють картину ультразвукових відгуків в процесі очищення.

**Викладення матеріалу та результати.** *Акустична хвиля в гетерогенному просторі.* Проходження акустичної хвилі через середовище викликає певні динамічні коливання тиску, температури, щільності. Ці процеси можна описати або серією часткових диференціальних рівнянь першого порядку, заснованих на збереженні маси, імпульсу та енергії в середині середовища або за допомогою єдиного диференціального рівняння другого порядку. Наприклад, у класичному випадку акустичної хвилі невеликої амплітуди, що поширюється через однорідне середовище без втрат може задаватись системою рівнянь першого порядку (закони збереження імпульсу, маси та відношення тиску до щільності) [7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \tilde{N} p, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\rho_0 \tilde{N} \kappa u, \\ p &= c_0^2 r, \end{aligned} \quad (1)$$

де  $u$  - акустична швидкість частинки,  $p$  - акустичний тиск,  $\rho$  - акустична щільність,  $\rho_0$  - навколишня (або рівноважна) щільність, а  $c_0$  - ізотропна швидкість звуку. Ці закони можна об'єднати в єдине хвильове рівняння

$$\tilde{N}^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (2)$$

Основні функції моделювання, що описані в k-wave, побудовані на розв'язуванні зв'язної системи першого порядку, а не еквівалентне їй рівняння другого порядку. Це надає можливість легко включати джерела маси та сили до дискретних рівнянь, враховувати ідеальний анізотропний шар для поглинання акустичних хвиль та обчислювати акустичну інтенсивність [8].

Якщо середовище розповсюдження гетерогенне, то неоднорідності призводять до перетворення рівняння (3) до вигляду [9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{r_0} \tilde{N} p, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -r_0 \tilde{N} \kappa u - u \tilde{N} r_0, \\ p &= c_0^2 (r + d \tilde{N} r_0 - L r), \end{aligned} \quad (3)$$

де  $d$  - зміщення акустичної частинки. Оператор  $L$  є лінійним інтегро-диференціальним оператором, що відповідає за акустичне поглинання та дисперсію та задається наступним чином [10]

$$L = t \frac{\partial}{\partial t} \left( -\tilde{N}^2 \right)^{\frac{y}{2}-1} + h \frac{\partial}{\partial t} \left( -\tilde{N}^2 \right)^{\frac{y+1}{2}-1}. \quad (4)$$

Тут  $\tau$  і  $\eta$  - коефіцієнт пропорційності поглинання та дисперсії

$$t = -2\alpha_0 c_0^{y-1}, \quad h = 2\alpha_0 c_0^y \tan(\rho y / 2), \quad (5)$$

де  $\alpha_0$  - префактор закону про потужність в  $\text{Nr} (\text{rad} / \text{s})^{-y} \text{m}^{-1}$ , а  $y$  - показник закону потужності.

При моделюванні розповсюдження акустичних хвиль для поставленої задачі необхідно враховувати такі нелінійні складові, як поглинання та дисперсію. Це робить задачу досить складною та вимагає застосування методів, що дозволяють моделювати масштабні акустичні процеси.

*Псевдоспектральні методи та метод k-space.* Зазвичай в акустиці для числового розв'язання диференціальних рівнянь в часткових похідних використовують методи кінцевих або граничних елементів. Але для моделювання високочастотних хвиль вони є громіздкими та повільними, що пов'язано з великою кількістю точок обчислення та малими часовими кроками для мінімізації дисперсії. Застосування псевдоспектрального методу вирішує першу проблему, а метод k-space – другу [11]. Відбувається поєднання спектрального обчислення просторових похідних (в даному випадку метод колокації Фур'є) з часовим поширювачем, що представлений методом k-space.

У стандартному методі кінцевих різниць використовується локальне обчислення градієнтів на основі значень в сусідніх точках сітки, більш точне значення отримують шляхом встановлення поліному вищого порядку до більшої кількості точок. Спектральний метод Фур'є продовжує цю ідею і має певні переваги: амплітуди компонентів Фур'є можна швидко обчислити за допомогою швидкого перетворення Фур'є, основні функції є синусоїдальними, що дозволяє використовувати дві точки на довжину хвилі.

Хоча спектральний метод Фур'є колокації підвищує ефективність у просторовій області, для обчислення градієнтів у часовій області все ще потрібні звичайні схеми кінцевих різниць. Наприклад, використовуючи хвильове рівняння другого порядку для однорідного середовища без втрат

$$\tilde{N}^2 p(x,t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(x,t) = 0 \quad (6)$$

просте псевдоспектральне рішення можна отримати на основі просторового перетворення Фур'є з дискретизацією похідної часу, використовуючи точну центральну різницю другого порядку

$$\frac{p(k,t+\Delta t) - 2p(k,t) + p(k,t-\Delta t))}{\Delta t^2} = -(c_0 k)^2 p(k,t), \quad (7)$$

де  $k$  – хвильовий тривимірний вектор,  $\Delta t$  - відстань між часовими точками. Використовуючи співвідношення для перетворення Фур'є похідної обмеженої функції

$$F \left\{ \frac{\partial}{\partial x} f(x) \right\} = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \partial f(x) (-ik_x) e^{-ik_x x} dx = ik_x F \{ f(x) \}, \quad (8)$$

де  $F$  - просторове перетворення Фур'є. Кінцеве наближення різниці тимчасової похідної вносить помилки в числове рішення, на які можна впливати лише зменшуючи крок обчислення. Методи, що класифікуються в основному, як  $k$ -space методи намагаються послабити це обмеження, щоб дозволити застосовувати більші часові кроки без шкоди для точності. Використовуючи точне рішення гомогенного рівняння хвилі без втрат для початкового розподілу тиску [12]

$$p(k, t) = \cos(c_0 k t) p(k, 0), \quad (9)$$

тоді псевдоспектральну схему для рівняння (8) можна отримати, зробивши у (9) заміну на кінцеву різницю  $p(k, t + \Delta t) - 2p(k, t) + p(k, t - \Delta t)$ . Після необхідних перетворень, отримується наступне співвідношення [17]

$$\frac{p(k, t + \Delta t) - 2p(k, t) + p(k, t - \Delta t)}{\Delta t^2 \sin^2(c_0 k \Delta t / 2)} = - (c_0 k)^2 p(k, t). \quad (10)$$

При порівнянні псевдо спектральних схем (8) та (12) очевидно, що  $\Delta t^2$  (8) можна замінити на  $\Delta t^2 \sin^2(c_0 k \Delta t / 2)$  (12), і для достатньо малих  $\Delta t$  можна використовувати це наближення, але для більших часових кроків додаткова складова  $\sin^2$  забезпечує точне рішення без чисельної дисперсії.

За допомогою розширення точну псевдоспектральну схему розв'язування акустичних рівнянь, виражену сполученими частковими диференціальними рівняннями першого порядку, можна отримати шляхом заміни  $\Delta t$  на  $\Delta t^2 \sin^2(c_0 k \Delta t / 2)$  [12]. Оператор

$$k = \sin c(c_{ref} k \Delta t / 2) \quad (11)$$

називається оператором  $k$ -space, де  $c_{ref}$  - скаляр швидкості звуку.

Для масштабних акустичних моделювань, де хвилі поширюються на відстані сотень чи тисяч довжин хвиль, ця корекція стає критично важливою [12]. Без цієї поправки кінцеві наближення різниці часової похідної накопичують фазові помилки, що стає проблемою для великих симуляцій. Методом  $k$ -space є вільним від дисперсії незалежно від розміру моделювання. Але коли нелінійність, неоднорідні параметри матеріалу або акустичне поглинання включаються до керуючих рівнянь, тимчасова дискретизація за допомогою оператора  $k$ -space вже не є точною, однак все одно зменшує чисельну дисперсію.

Для спектрального методу колокаціонування Фур'є просторові зрушення можна легко отримати за допомогою властивість зсуву перетворення Фур'є, де

$$F_x \{f(x + Dx)\} = e^{ik_x Dx} F_x \{f(x)\}. \quad (12)$$

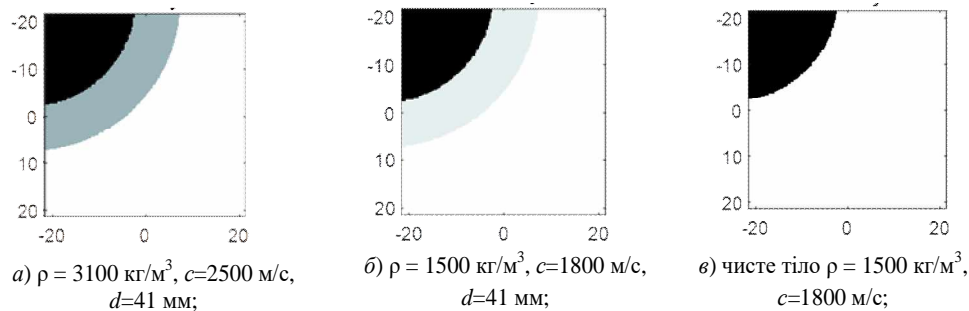
Саме метод Фур'є використовується в  $k$ -Wave за декількома причинами [9]: простота обчислення оператору  $k$ -space, коли градієнти обчислюються з використанням основи Фур'є; необхідний часовий крок, для стабільності  $N - 1$  для методу Фур'є, де  $N$  - кількість точок сітки в кожному декартовому напрямку, заданому розміром домену. Це робить спектральний метод Фур'є значно економнішим до обчислювальних ресурсів, особливо для масштабних проблем.

Отже, розглянуті методи є вільними від дисперсії незалежно від дисперсії для гомогенного середовища навіть у випадку масштабних акустичних моделювань та прийнятним при наявності нелінійності та неоднорідності параметрів середовища. Це дозволяє їх використовувати при моделюванні високоінтенсивних ультразвукових розповсюджень у різних сферах застосування [13, 14].

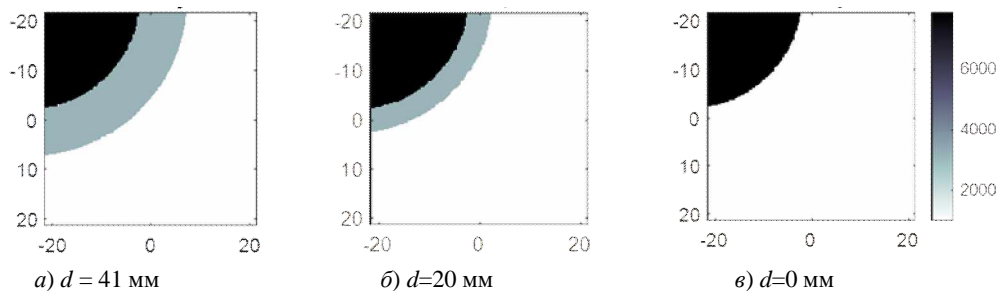
*Експеримент та результати.* Використовуючи програмний модуль  $k$ -wave змодельовано дані прямокутного датчика, які отримуються при визначенні наявності забруднення при ультразвуковому очищенні. Для цього змодельовано акустичне поле з різними вхідними параметрами: чисте тіло (рис 1в), забруднення з високою щільністю (рис 1а), забруднення з низькою щільністю (рис 1б). Також розглянемо моделювання забруднення різної товщини, поступово зменшуючи від максимально заданого до його відсутності (рис.2).

Запуск моделювання проводиться за допомогою функції `kspaceFirstOrder2D(kgrid, medium, source, sensor, input_args{:})`, що моделює поширення часових областей компресійних хвиль через двовимірне однорідне або неоднорідне акустичне середовище із заданими чотирма вхідними структурами: обчислювальна сітка, середовищем, джерелом та датчиком. Розрахунок базується на  $k$ -space першої ланки, яка враховує поглинання закону потужності та неоднорідну

швидкість та щільність звуку. На кожному часовому кроці параметри акустичного поля у положеннях, визначених структурою датчика, записуються та зберігаються. Нізотропний поглинаючий прикордонний шар, який називається ідеально узгодженим шаром (PML), реалізований для запобігання повторному введенню хвиль, які залишають одну сторону домену з протилежного боку. Це дозволяє обчислювати нескінченне моделювання домену за допомогою невеликих обчислювальних сіток.



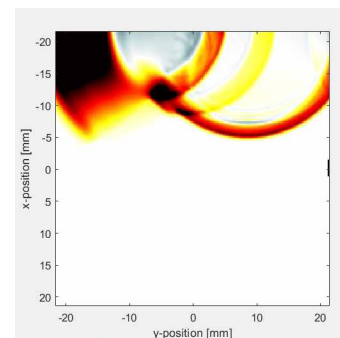
**Рис. 1.** Початкові дані для моделювання залежності між забрудненням та відгуком акустичного поля де  $\rho$  – щільність забруднення або тіла,  $c$  – швидкість ультразвукової хвилі,  $d$  – товщина забруднення



**Рис. 2.** Зміна товщини забруднення в процесі очищення тіла зі щільністю  $\rho = 3100 \text{ кг/м}^3$ , швидкістю УЗ хвиль  $c=2500 \text{ м/с}$  (чисте тіло з щільністю  $\rho = 7800 \text{ кг/м}^3$  та швидкістю УЗ хвиль  $c=5170 \text{ м/с}$ )

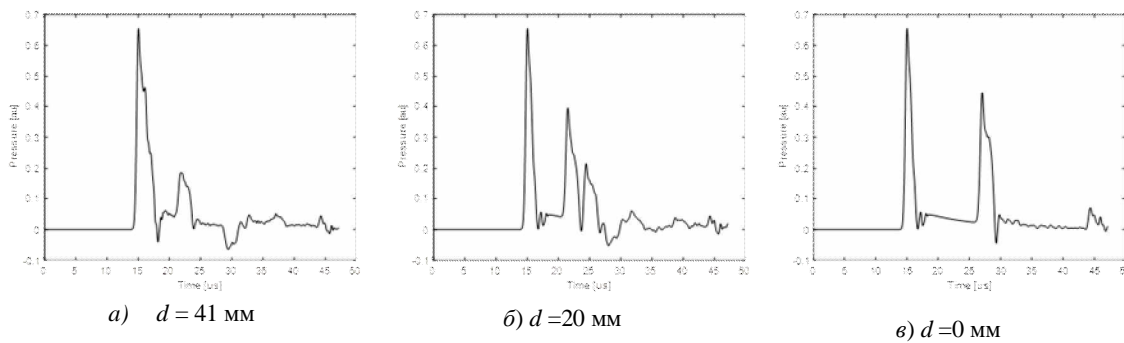
Розглянемо експеримент з наступними початковими умовами: джерело ультразвуку знаходиться на дні баку, датчик - на перпендикулярній йому стороні, досліджуване тіло задамо шляхом визначення його щільності в певних комітках обчислювальної сітки (рис 1.б). За щільність рідини приймемо щільність води  $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$ , а за щільність тіла -  $\rho=7800 \text{ кг/м}^3$  (відповідає залізу) (рис. 3). При розповсюдженні хвилі видно, що окрім основної хвилі, що продукується джерелом, відбувається часткове відзеркалення у двох місцях: спочатку від забруднення, а потім вже від основного тіла. Саме амплітуда та кількість значних коливань і будуть визначати ступінь очищення тіла.

**Рис. 3.** Моделювання поля тиску при обробці тіла забруднення на тілі з щільністю  $\rho = 1500 \text{ кг/м}^3$  та швидкістю УЗ хвиль  $c=1800 \text{ м/с}$  та товщиною  $d=20 \text{ мм}$  на 18 мс (джерело знаходиться в позиції (16, -20), датчик в позиції (0, 22))



На рис.4 можна побачити як змінюється сигнал при зменшенні товщини забруднення. Так при максимальному забрудненні товщиною  $d=41 \text{ мм}$  (рис.4а) максимальна амплітуда акустичного коливання складає 0.2МПа, амплітудний сплеск єдиний. При зменшенні товщини забруднення до  $d=20 \text{ мм}$  (рис.4б) максимальна амплітуда акустичного коливання вже близько 0.4 МПа, значних амплітудних сплеск два – перший формується при віддзеркаленні від забруднення і складає 0.4 МПа, другий при віддзеркаленні від тіла та складає близько 0.2 МПа. Коли тіло стає очищеним (рис.4в), перший амплітудний сплеск зникає, лишається лише один, який стає близько 0.45 МПа. Отже, при забрудненні значної щільності в процесі очищення можуть виникати декілька амплітудних сплесків в залежності від товщини та геометричних особливостей тіла, а також постійно буде зростати амплітуда найбільшого коливання. Очищене тіло характеризується максимальною амплітудою та мініма-

льною кількістю значних коливань. Це було розглянуто випадок, коли під дією ультразвуку процес очищення відбувався шляхом зменшення товщини забруднення.



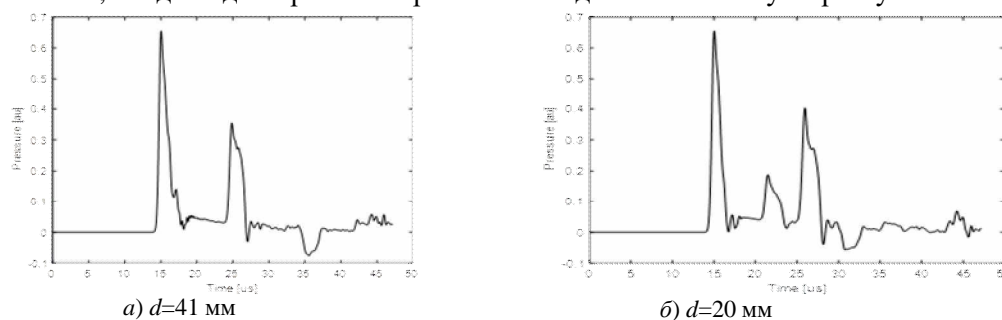
**Рис. 4.** Значення акустичного тиску при обробці забрудненого тіла з щільністю забруднення  $\rho = 3100 \text{ кг/м}^3$ , швидкістю УЗ хвиль  $c=2500 \text{ м/с}$  (чисте тіло з щільністю  $\rho = 7800 \text{ кг/м}^3$  та швидкістю УЗ хвиль  $c=5170 \text{ м/с}$ )

У випадку, коли очищення відбувається шляхом зменшення щільності забруднення, спостерігається схожа картина (рис. 5). При зменшенні щільності забруднення від  $\rho = 3100 \text{ кг/м}^3$  до  $\rho = 1500 \text{ кг/м}^3$  (рис. 4а, 5а) акустичний тиск максимального коливання зростає з 0.2 МПа до 0.3 МПа, додаткові акустичні сплески відсутні. При зменшенні товщини забруднення з  $\rho=1500$  від  $d=41$  до 20 мм спостерігається картина аналогічна першому випадку, тобто з'являється додатковий значний сплеск (рис.5б) та підвищується тиск максимального коливання (з 0.38 до 0.42 МПа).

Виникнення додаткових відзеркалень пояснюються частковим поглинанням ультразвукових хвиль згідно закону

$$P = P_0 W^y,$$

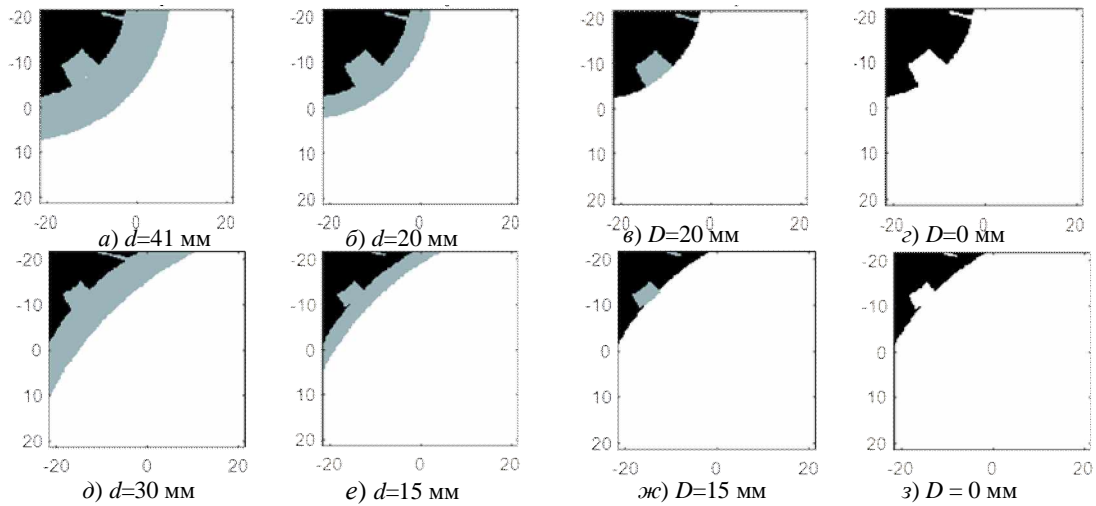
де  $P_0$  – початкова амплітуда, а  $P$  – амплітуда на відстані, а  $y$  – коефіцієнт, що залежить від властивостей середовища. Отже, якщо маємо забруднення незначної товщини, то воно сприяє тому, що з'являються додаткові амплітудні коливання на границях середовищ з різними щільностями, а відповідно і різною спроможністю до поглинання ультразвукових хвиль.



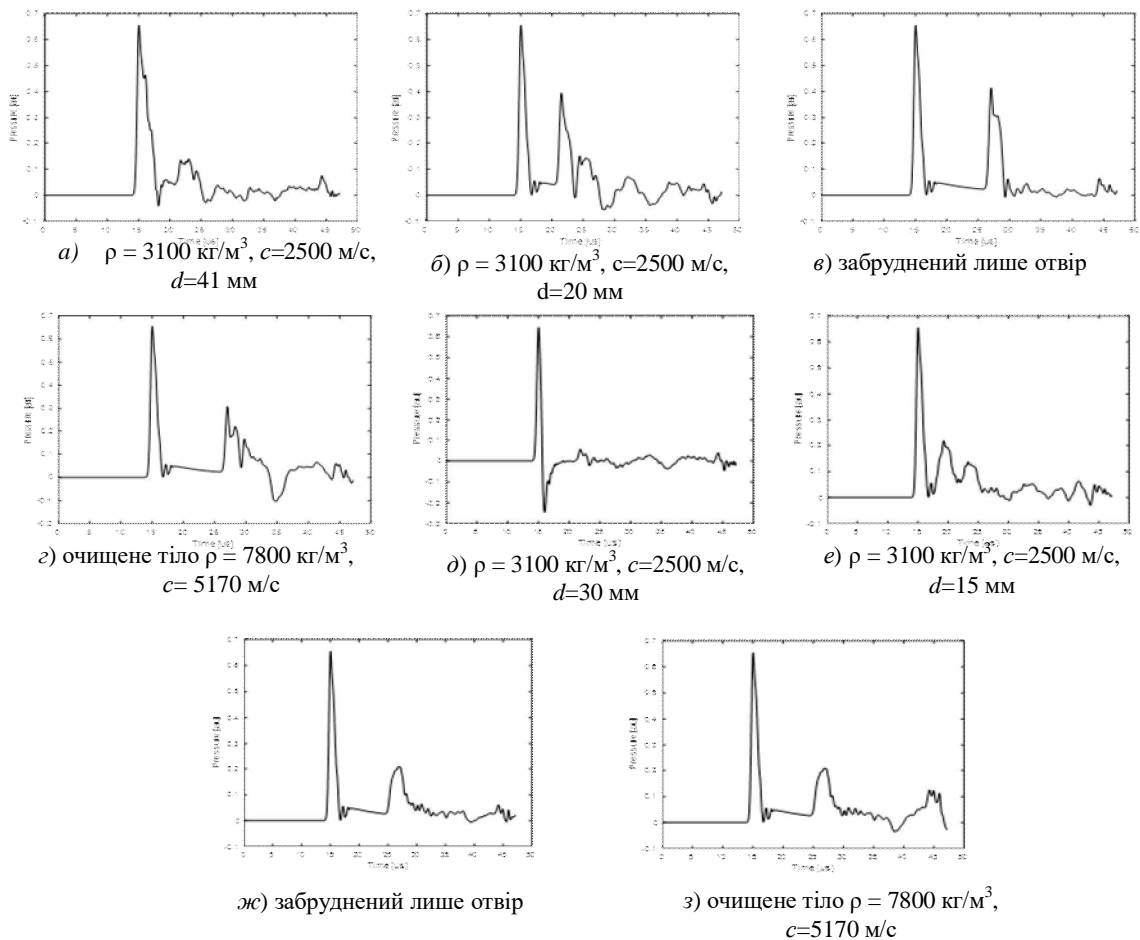
**Рис. 5.** Значення акустичного тиску при обробці забрудненого тіла з щільністю забруднення  $\rho = 1500 \text{ кг/м}^3$ , швидкістю УЗ хвиль  $c=1800 \text{ м/с}$  (чисте тіло з щільністю  $\rho = 7800 \text{ кг/м}^3$  та швидкістю УЗ хвиль  $c=5170 \text{ м/с}$ )

Досі було розглянуто випадки, коли очищуємо тіло правильної форми, змодельємо ситуацію, коли тіло має більш складну геометричну форму (рис. 6). Наявність геометричних особливостей змінює картину акустичного тиску, що отримується в процесі очищення: постійне зростання амплітуди тиску, характерне для попереднього моделювання, зберігається на початковій стадії очищення (рис. 7а – 7б), але припиняється на стадії очищення отвору (рис. 7в – 7г): значення максимального додатнього тиску зменшується (з 0.41 до 0.31 МПа), але зростає амплітуда від'ємного тиску (з 0 до -0.1 МПа). Отже, різниця між максимальним та мінімальним тиском майже зберігається, зменшується додатня та від'ємна частини.

Таким чином, на основі даних, що отримує датчик можна зробити висновок про стан ультразвукового очищення та необхідність продовжувати його. Є сенс продовжувати процес до того часу, доки зростає різниця між максимальне амплітудне відхилення. Кількість амплітудних сплесків можуть визначати тип забруднення за щільністю та бути основою для визначення інтенсивності ультразвуку, який необхідно продукувати для найбільш ефективного очищення.



**Рис. 6.** Зміна товщини забруднення щільністю  $\rho = 3100 \text{ кг/м}^3$  зі швидкістю УЗ хвиль  $c=2500 \text{ м/с}$  в процесі очищення тіла ( $\rho = 7800 \text{ кг/м}^3$  та швидкістю УЗ хвиль  $c=5170 \text{ м/с}$ ) з геометричними особливостями (отвір товщиною  $D$ )



**Рис. 7.** Значення акустичного тиску при очищенні тіла, де  $\rho$  – щільність забруднення або тіла,  $c$  – швидкість ультразвуковий хвиль,  $d$  – товщина забруднення

**Висновки та напрями подальших досліджень.** На основі проведеного моделювання встановлено наступні залежності: щільність забруднення впливає на максимальне амплітудне відхилення, а товщина забруднення на кількість амплітудних сплесків акустичного тиску.

Так забруднення високої щільності та товщини буде значно поглинати ультразвукове випромінювання і надавати незначне віддзеркалення (для нашого досліду до 0,2 МПа), при очищенні, а відповідні зміни товщини або щільності забруднення значення максимального акустичного тиску віддзеркалення буде збільшуватись (до 0, 45 МПа). Зміна товщини також продукує формування додаткових амплітудних коливань, кількість яких залежить від числа нашарувань різної щільності.

Таким чином, в процесі ультразвукового очищення має спостерігатися стійке збільшення максимального відхилення тиску, при цьому водночас спочатку зростатиме кількість значних відхилень амплітуд під час відшаровування забруднення та зменшення його товщини, а потім для очищеного тіла вони зникнуть, лишивши лише коливання, що обумовлюються геометрією.

Отже, для визначення ступеню забруднення об'єкта, а, відповідно, і необхідності продовжувати процес ультразвукового очищення необхідно враховувати максимальне відхилення акустичного тиску та кількість значних відхилень.

Таким чином, на основі аналізу ультразвукового відхилення можна робити висновок про стан процесу ультразвукового очищення і необхідність його продовжувати.

### *Список літератури*

1. **Yamashita T., Ando K.** Low-intensity ultrasound induced cavitation and streaming in oxygen-supersaturated water: Role of cavitation bubbles as physical cleaning agents. *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 52, pp. 268-279 (2019). doi:10.1016/j.ultsonch.2018.11.025.
2. **Niemczewski B.** Cavitation intensity of water under practical ultrasonic cleaning conditions. *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 21, pp. 354-359 (2014). doi:10.1016/j.ultsonch.2013.07.003
3. **Saalbach K.-A., Twiefel J., Wallaschek J.** Self-Sensing Cavitation Detection in Ultrasound-Induced Acoustic Cavitation. *Ultrasonics*, vol. 94, pp. 401-410 (2018). doi:10.1016/j.ultras.2018.06.016.
4. **Xu H., Tu J., Niu F., Yang P.** Cavitation dose in an ultrasonic cleaner and its dependence on experimental parameters. *Applied Acoustics*, vol. 101, pp. 179-184 (2016). doi:10.1016/j.apacoust.2015.08.020.
5. **Nigmatzyanov R., Kazantsev V., Prikhod'ko V., Sundukov S., Fatyukhin D.** Improvement in Ultrasound Liquid Machining by Activating Cavitation Clusters. *Russian Engineering Research*, vol. 39, pp. 699-702 (2016). doi:10.3103/S1068798X19080112.
6. **Lais H., Lowe S., Wrobel L., Gan T. H.** Ultrasonic Transducer Array Performance for Improved Cleaning of Pipelines in Marine and Freshwater Applications. *Applied Sciences*, vol. 9, pp. 43-53 (2019). doi:10.3390/app9204353.
7. **Vanco L., Pierce A.** Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications. *Computer Music Journal*, vol. 22, pp. 68 (1999). doi: 10.2307/3680971.
8. **Treeby B., Jaros J., Rendell A., Cox B.T.** k-Wave. A MATLAB toolbox for the time domain simulation of acoustic wave: User Manual (2016). [http://www.k-wave.org/manual/k-wave\\_user\\_manual\\_1.1.pdf](http://www.k-wave.org/manual/k-wave_user_manual_1.1.pdf).
9. **Pierce A.D.** Mathematical Theory of Wave Propagation. In *Encyclopedia of Acoustics*, M.J. Crocker (Ed.), (2007). doi:10.1002/9780470172513.ch2.
10. **Treeby B., Cox B.T.** Modeling power law absorption and dispersion for acoustic propagation using the fractional Laplacian. *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 127(5), pp. 2741–2748 (2010). doi:10.1121/1.3377056.
11. **Treeby B., Cox B.T.** k-Wave: MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields. *Journal of biomedical optics*, vol. 15, pp. 0213 – 0214 (2010). doi:10.1117/1.3360308.
12. **Tabei M., Mast T.D., Waag R.C.** A k-space method for coupled first-order acoustic propagation equations. *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 111(1), pp. 53–63 (2002). doi:10.1121/1.1421344.
13. **Morkun V. S., Morkun N. V., Pikilnyak A. V.** Augmented reality as a tool for visualization of ultrasound propagation in heterogeneous media based on the k-space method. *CEUR Workshop Proceedings*, vol. 2547, pp. 81-91 (2020).
14. **Morkun V., Pikilnyak A.** Simulation of high-energy ultrasound propagation in heterogeneous medium using k-space method. *Metallurgical and Mining Industry*, vol. 6, pp. 23-27 (2014).

Рукопис подано до редакції 23.03.2020