

# Особливі точки векторного поля інтенсивності в хвилеводі з комбінованими границями

Чайка О. С., ORCID [0000-0002-2501-595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail [sanyarouge@gmail.com](mailto:sanyarouge@gmail.com)

Ярошенко М. О., ORCID [0000-0001-6327-148X](https://orcid.org/0000-0001-6327-148X)

e-mail [yaroshenko13@gmail.com](mailto:yaroshenko13@gmail.com)

Коржик О. В., д.т.н. проф., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail [ov.korjik@aae.kpi.ua](mailto:ov.korjik@aae.kpi.ua)

Національний Технічний Університет України

"Київський Політехнічний Інститут імені Ігоря Сікорського" [kpi.ua](http://kpi.ua)

Київ, Україна

**Реферат**—На прикладі плоско-паралельного, безкінечного по довжині, регулярного хвилеводу з комбінованими границями показано можливі ситуації та закономірності формування векторного поля інтенсивності в мілкому морі. При цьому для різних горизонтів розташування акустичного монохроматичного джерела малих хвильових розмірів отримано розрахункові дані щодо утворення локально-вихрових та сідлових ділянок поля інтенсивності в області низьких частот (30-120 Гц). При врахуванні лише однорідних нормальних хвиль встановлено, що виникнення особливих точок поля відбувається відповідно до взаємодії амплітудно-фазових особливостей розподілення тисків та складових коливальних швидкостей у вертикальних перерізах хвилеводу, а також у залежності від горизонту розміщення джерела, частоти, глибини моря. При цьому також показано вплив ізольованих нулів тиску та ізольованих нулів складових коливальної швидкості на формування сингулярних точок типу “вихор”, “сідло”.

Визначено суттєву неоднорідність поля інтенсивності в робочому середовищі за модулем і напрямком, а також встановлено, що розташування особливих точок і відповідних вихрових і сідлових структур в умовах задачі є асиметричним, навіть для ситуації розміщення джерела звуку на вісі хвилеводу.

Бібл. 11, рис. 8.

**Ключові слова** — інтенсивність; сингулярна точка; тиск; коливальна швидкість; мілке море.

## I. ВСТУП

Питання виникнення особливих точок у векторних полях в акустиці беруть свій початок з широкого кола задач електродинаміки та сформувалися як окремий напрямок лише наприкінці 20-го століття. І виникли вони після констатації факту того, що інтенсивність звуку при роботі в мілких морях має розглядатися як особливе утворення, що характеризується наявністю нормальних однорідних та неоднорідних хвиль, врахуванням границь різних типів, певним сполученням амплітуд та фаз тисків та коливальних швидкостей в перерізах робочого простору, дисперсією та особливостями роботи джерела звуку.

Очевидно, що такі особливості повинні призвести до можливості виникнення локально-вихрових структур у різних областях простору хвилеводу який озвучується (на приклад, роботи [1]–[4]). Унікальність таких ефектів, відмічена в роботах [1], [5], [6], а місцезнаходження таких областей визначається особливими точками [1]. Існування локально-вихрових структур векторного поля інтенсивності повинно відповідати певним комбінаціям вхідних даних робочого простору, умовам роботи, розміщенню та типах

джерел звуку, що можуть бути широкосмуговими [7]. Вказані комбінації вимагають врахувати формування поля інтенсивності, розподілення векторних і скалярних характеристик поля (наприклад, тиску та коливальної швидкості) в різних точках робочого простору.

При цьому, формування акустичних полів у мілкому морі в силу різноманіття вказаних факторів, що впливають на результат, зв'язується зі значною кількістю умов подання польових характеристик скалярного і векторного типу. До найбільш інформативних характеристик віднесемо саме енергетичні - вектор

інтенсивність звуку  $\vec{J}$  та вектор густини потоку потужності  $\vec{W}$ . Як відомо [1], [2], [8], [9], співвідношення

$$\vec{W}(t) = p(t) \vec{v}(t),$$

що записане для миттєвих значень звукового тиску  $p(t)$  та коливальної швидкості  $\vec{v}(t)$ , - є вектором.

Умова Пойтинга, на підставі якої, інтенсивність  $\vec{J}_m$



подається середньою за період густиною потоку потужності:

$$\vec{J}_m = \langle W_m \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{W}_m(t) dt, \quad T = \frac{2\pi}{\omega},$$

де  $m$ -одичний вектор, який визначає напрямок потоку потужності через одичну площину;  $T$  - період;  $\omega$  - колова частота;  $\vec{W}_m(t)$  - миттєвий потік потужності.

При цьому напрямок вектору  $\vec{J}_m$  (та вектору  $\vec{W}_m(t)$ ) з врахуванням орієнтації  $m$  - співпадає з напрямком поширення акустичної хвилі, а його довжина визначається густиною потоку потужності.

В термінах геометричної акустики, за певних умов визначення джерела звуку, розв'язки задач формування акустичного поля, які отримано за допомогою асимптотичних методів, відповідають точним розв'язкам [2]. Іншими словами, представлення деякої області робочого простору (яка визначається просторовою координатою  $r$ ) променевою трубкою, призводить до результату:

$$\operatorname{div} \vec{J}(\mathbf{r}) = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{J}(\mathbf{r}) \neq 0,$$

що визначає вектор  $\vec{J}(\mathbf{r})$  як соленоїдальний, а векторне поле інтенсивності – як локально-вихрове.

Зазначимо, що за винятком результатів робіт [3], [10], розгорнутого розрахункового матеріалу щодо поля інтенсивності, для певних робочих ситуацій озвучування мілкого моря, поки що мало. В зв'язку з цим, метою запропонованої роботи є отримання розрахункових даних щодо утворення локально-вихрових ділянок поля інтенсивності при роботі акустичного джерела в мілкому морі, яке традиційно [1], [4], [8], [11] подано хвилеводом з ідеалізованими границями.

## II. ПОСТАНОВКА І РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ ФОРМУВАННЯ ПОЛЯ ІНТЕНСИВНОСТІ

Нехай мілке море подається плоско-паралельним регулярним хвилеводом шириною (глибиною)  $H$  (рис. 1) нескінченної довжини. Границі хвилеводу обираємо як комбіновані (дно - представляється акустично-жорсткою поверхнею, а поверхня розділу "вода-повітря", відповідно – м'яка). Поле в хвилеводі утворюється гармонійним монохроматичним джерелом малих хвильових розмірів з продуктивністю  $v_0$ . Горизонт розташування джерела може змінюватись та визначається координатою  $z_0$ . В силу малих хвильових розмірів джерела та, відповідно до положень роботи [2], узагальнений хвильовий фронт хвиль, створених джерелом, співпадає з фронтом ейконала, а наближений розв'язок задачі геометричної акустики співпадає з точним розв'язком для рівняння Гельмгольца. Таким чином, розв'язки рівняння Гельмгольца для тисків (а отже і для коливальних

швидкостей та їх складових) можуть бути отримані з виразу для потенціалу швидкості, записаному у прямокутних координатах [4], [11], як:

$$\varphi_n = \frac{jv_0}{2H} \sum_{n=0}^{\infty} H_0^{(1)}(k_n x) \cos \left[ \frac{(2n+1)\pi}{2H} z_0 \right] \cdot \cos \left[ \frac{(2n+1)\pi}{2H} z \right] e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

де  $r \rightarrow x$ , за умови використання циліндричних координат для малого джерела;

$$\vec{r} \rightarrow (x, z);$$

$H_0^{(1)}(k_n x)$  - функція Ханкеля першого роду нульового порядку,  $k_n$  - хвильове число  $n$ -ї моди  $n = 0, 1, 2, \dots$   $z$  - заглиблення приймача.

Граничні умови, для комбінованих границь, мають вид:

$$\begin{aligned} p(x, z, t) &= \rho_0 \frac{\partial \varphi(x, z, t)}{\partial t} \Big|_{z=H} = 0, \\ v(x, z, t) &= -\frac{\partial \varphi(x, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Перехід до тисків і коливальних швидкостей та їх складових, застосовуючи розв'язок (1), виконується за формулами:

$$\begin{aligned} p(x, z, t) &= \rho_0 \frac{\partial \varphi(x, z, t)}{\partial t}, \\ v_x(x, z, t) &= -\frac{\partial \varphi(x, z, t)}{\partial x}, \\ v_z(x, z, t) &= -\frac{\partial \varphi(x, z, t)}{\partial z}, \end{aligned} \quad (4)$$

( $e^{-i\omega t}$  - множник що визначає гармонійність процесу в подальшому враховуємо та опускаємо).

Визначення вектора інтенсивності через його проекції  $J_x(\mathbf{r})$ ,  $J_z(\mathbf{r})$  на відповідні координатні вісі  $Ox$ ,  $Oz$  показує, що :

$$\begin{aligned} J_x(\mathbf{r}) &= \frac{1}{T} \int_0^T p(\mathbf{r}, t) v_x(\mathbf{r}, t) dt, \\ J_z(\mathbf{r}) &= \frac{1}{T} \int_0^T p(\mathbf{r}, t) v_z(\mathbf{r}, t) dt \end{aligned} \quad (5)$$

а модуль повної (сумарної) інтенсивності звуку може бути знайдено як:

$$J_{\Sigma}(\mathbf{r}) = \sqrt{J_x^2(\mathbf{r}) + J_z^2(\mathbf{r})} \quad (6)$$

В символній формі інтенсивність подається виразом (7).



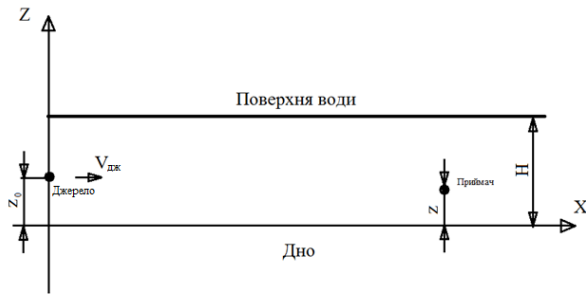


Рис. 1 Модель плоского хвилеводу з комбінованими границями

$$\vec{J}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4} \left[ \vec{P}(\mathbf{r}) \vec{V}^*(\mathbf{r}) + \vec{P}^*(\mathbf{r}) \vec{V}(\mathbf{r}) \right] = \frac{1}{4} \left[ p(\mathbf{r}, t) \vec{v}^*(\mathbf{r}, t) + p^*(\mathbf{r}, t) \vec{v}(\mathbf{r}, t) \right], \quad (7)$$

де  $\vec{P}(\mathbf{r}), \vec{V}^*(\mathbf{r})$  - комплексні амплітуди акустичного тиску та вектора коливальної швидкості;  $p(\mathbf{r}, t), \vec{v}^*(\mathbf{r}, t)$  - миттєві значення акустичного тиску і коливальної швидкості. \*-символ комплексного спряження.

Складові швидкості  $v_x(x, z, t), v_z(x, z, t)$  та інтенсивності  $J_x(\mathbf{r}), J_z(\mathbf{r})$  мають обчислюватися з подальшим визначенням амплітуд і фаз  $\phi$  складових  $J_x(\mathbf{r}), J_z(\mathbf{r})$ , а також модулем та фазою сумарного вектору  $J_\Sigma(\mathbf{r})$  для кожної точки хвилеводу.

Використовуючи вирази (2)-(4) знайдемо розрахункові вирази тиску та складових швидкостей для суперпозиції перших нижчих нормальних хвиль.

$$v_x(x, z) = -i \frac{v_0}{2H} \sum_{n=1}^2 k_n C_{1n}(z, z_0) H_1^{(1)}(k_n x), \quad (8)$$

$$v_z(x, z) = -i \frac{v_0}{2H} \sum_{n=1}^2 C_{2n}(z, z_0) H_0^{(1)}(k_n x),$$

$$p(x, z) = -\omega \rho_0 \frac{v_0}{2H} \sum_{n=1}^2 C_{1n} H_0^{(1)}(k_n x),$$

$$\text{де } k_n = k \sqrt{1 - \left( \frac{(2n+1)\lambda}{4H} \right)^2}$$

$$C_{1n}(z, z_0) = \cos \left[ \frac{(2n+1)\pi}{2H} z \right] \cos \left[ \frac{(2n+1)\pi}{2H} z_0 \right],$$

$$C_{2n}(z, z_0) = \frac{(2n+1)\pi}{2H} \sin \left[ \frac{(2n+1)\pi}{2H} z \right] \cdot \cos \left[ \frac{(2n+1)\pi}{2H} z_0 \right],$$

Наведені співвідношення (5, 6, 7, 8) є розрахунковими та дозволяють знайти модуль вектору інтенсивності та кут його нахилу відносно горизонтальної вісі хвилеводу, тобто, отримати розподілення вектору по хвилеводу для бажаного сполучення: координат  $x, z$ , глибини моря (ширини хвилеводу), частоти, горизонтів розташування джерела і приймача в умовах комбінованих границь.

### III. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ ТА АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

Були проведені обчислення структури векторного поля інтенсивності для розглянутої модельної ситуації. При цьому задавалось: глибина моря  $H=40$  м, густина робочого середовища  $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ , швидкість звуку  $c = 1500$  м, кількість мод - 2, значення частот випромінювання джерела  $f = 30$  Гц, 60 Гц, 120 Гц.

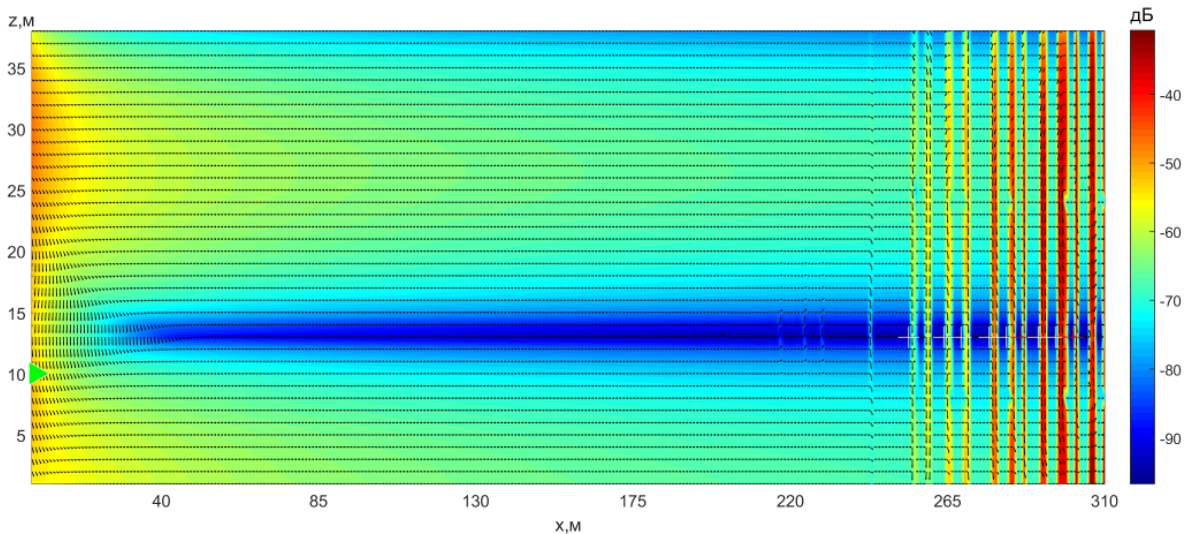


Рис.2 Векторне поле інтенсивності в хвилеводі з комбінованими границями,  $f=30$  Гц, джерело заглиблене



Результати розрахунків приведені на рис.2 – рис.6.

Положення зеленого трикутника відповідає розташуванню джерела звуку. Кольорове забарвлення відповідає розподіленню сумарного вектору по хвилеводу, а білими та червоними хрестиками позначені точки локальних мінімумів сумарного вектору. При обертанні сумарного вектору інтенсивності навколо точки локального мінімуму в напрямку за годинниковою стрілкою точка позначалась білим хрестиком, проти годинникової стрілки - червоним. Як видно з отриманих результатів, структура поля інтенсивності доволі різноманітна та залежить від розташування джерела, значень частоти та координат. Так, в полі утворюються області локальних вихрових структур (позначені хрестиками), положення в просторі яких відповідає особовим точкам [3], що в свою чергу відповідають умовам:

$$\begin{aligned} 1. \operatorname{Re}(P(x, z)) = \operatorname{Im}(P(x, z)) = 0 ; \\ 2. \operatorname{Re}(V_x(x, z)) = \operatorname{Im}(V_x(x, z)) = 0 ; \\ \operatorname{Re}(V_z(x, z)) = \operatorname{Im}(V_z(x, z)) = 0 ; \\ 3. \varphi(P(x, z)) - \varphi(V_x(x, z)) = \frac{2n+1}{2} \pi, \\ \varphi(P(x, z)) - \varphi(V_z(x, z)) = \frac{2n+1}{2} \pi; \\ n=0,1,2 \end{aligned} \quad (9)$$

роботи [10], в якій структура поля є відмінною, що пов'язано насамперед з різними типами границь хвилеводу. Проте, є певні споріднені риси, що полягають у наявності вихрових та сідлових областей в особливих точках поля вектору інтенсивності, а також у використанні співвідношень (9).

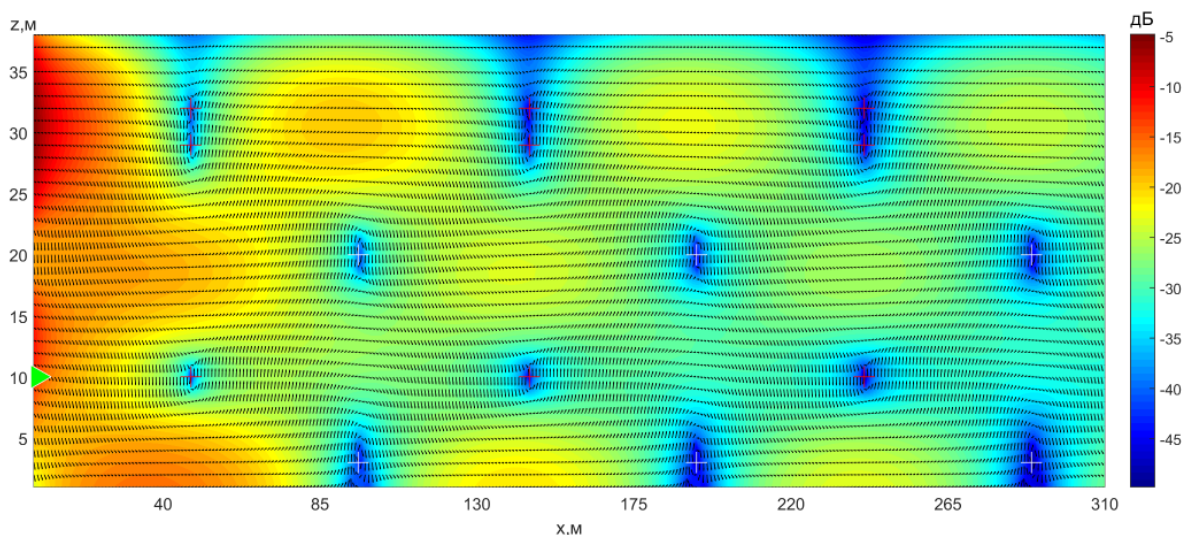


Рис.3 Векторне поле інтенсивності в хвилеводі з комбінованими границями,  $f=60$  Гц, джерело заглиблене

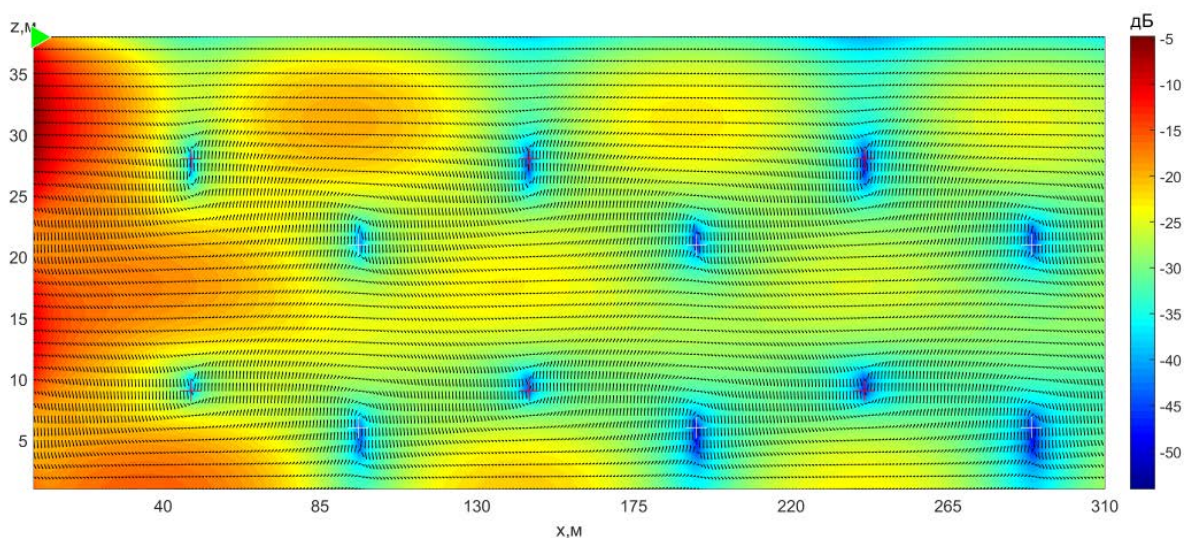


Рис.4 Векторне поле інтенсивності в хвилеводі з комбінованими границями,  $f=60$  Гц, джерело на поверхні

Яскравість зображення поля відповідає величині відносного значення інтенсивності. Чітко спостерігається періодичність областей утворення вихорів та напрямки обертання вихору. Червоний хрестик – відповідає обертанню проти годинникової стрілки, білий – за годинниковою стрілкою. Періодичність розташування областей утворення вихорів та напрямку їх обертання визначається модовим характером, дисперсійними властивостями хвильоводу та фазовим набігом. Тобто, по довжині хвильоводу період виникнення перетинів з особливими точками має відповідати рівності:

$$T_x = \frac{\pi}{k_1 - k_2}.$$

Отримані зображення різняться від результатів

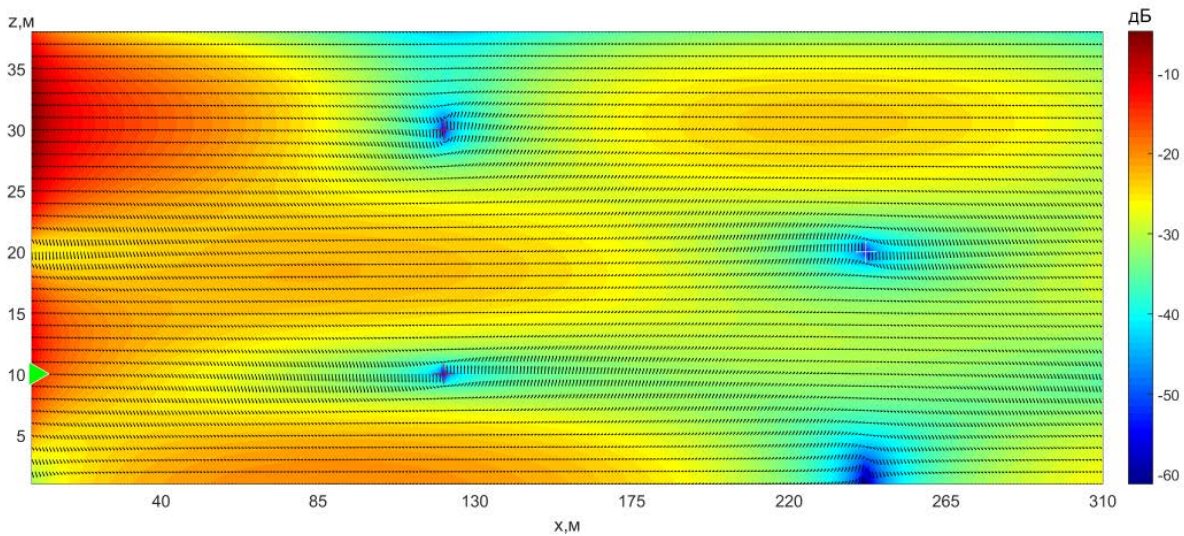


Рис.5 Векторне поле інтенсивності в хвильоводі з комбінованими границями,  $f=120$  Гц, джерело занурене

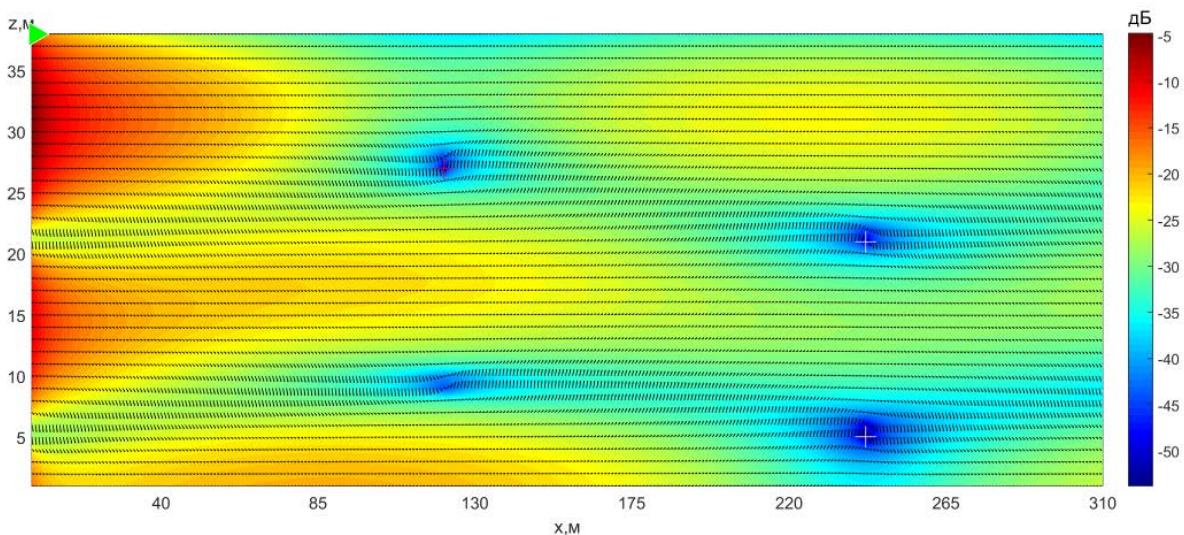


Рис.6 Векторне поле інтенсивності в хвильоводі з комбінованими границями,  $f=120$  Гц джерело на поверхні

Відповідно до запропонованої в [3] класифікації особливих (сингулярних) точок, що виникають за рахунок ситуацій (9), існують ізольовані нулі тиску – центри вихорів (для яких  $\text{rot } \vec{\mathbf{J}}(\mathbf{r}) \neq 0$ ) та сідла, які відповідають ізольованим нулям коливальної швидкості або при виконанні рівності

$$\varphi(p(x, z)) - \varphi(v_x(x, z)) = \frac{2n+1}{2}\pi.$$

Останні випадки характеризуються рівнянням  $\text{rot } \vec{\mathbf{J}}(\mathbf{r})=0$ .

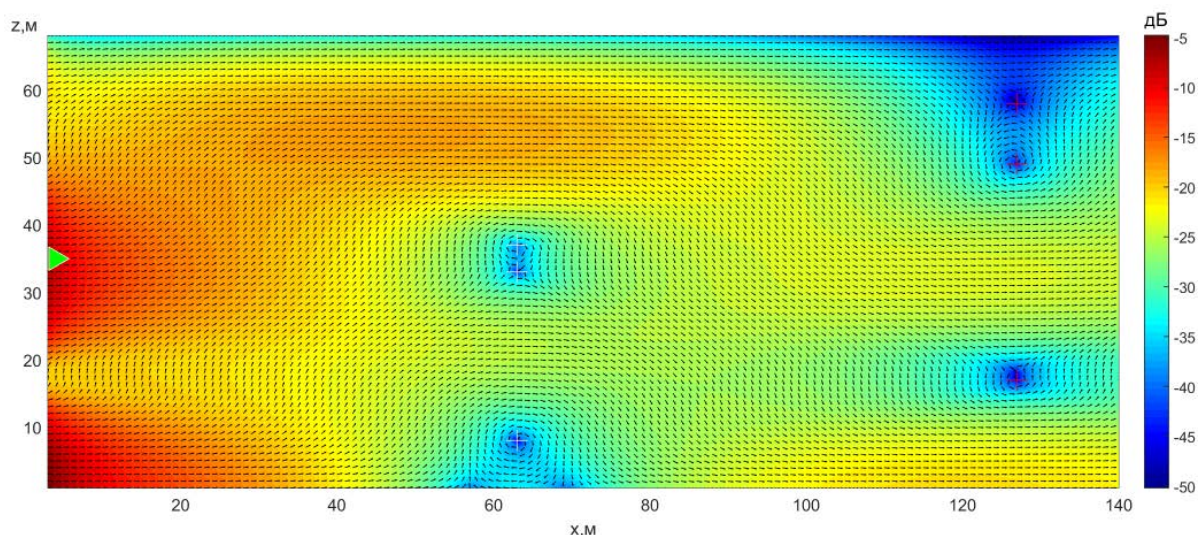


Рис.7 Векторне поле інтенсивності при висоті хвилеводу  $H=70$  м., положення джерела 35 м., частота 30 Гц

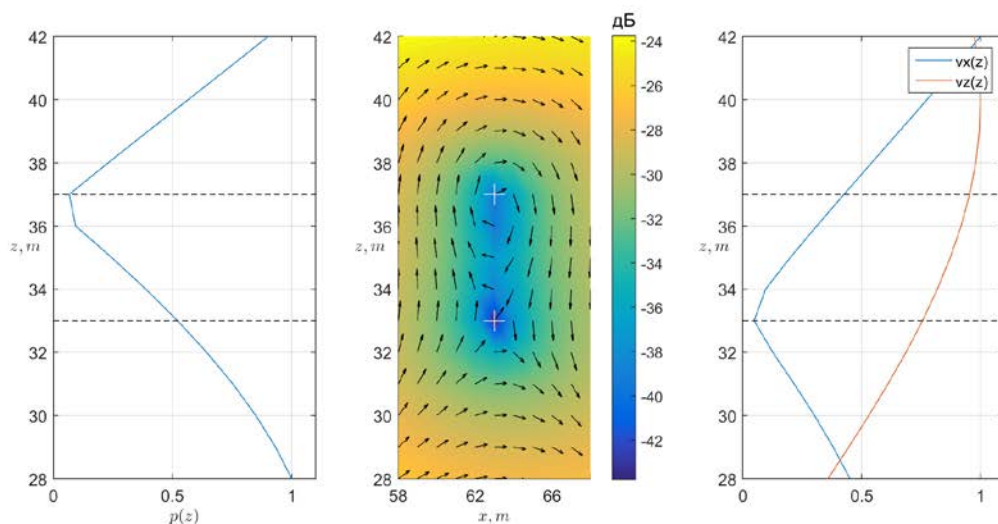


Рис.8 Графік зміни тиску, векторне поле інтенсивності та графіки компонентів коливальної швидкості на критичній вертикалі  $x=63$  м

Для мілкого моря, представленого хвилеводом з комбінованими границями, відповідність сингулярних точок ізольованим нулям тиску або швидкості покажемо на прикладі розрахункової ситуації, що відповідає наступним вхідним умовам: глибина хвилеводу  $H=70$  м, горизонт розташування джерела  $z_0 = 35$  м, частота випромінювання джерела  $f= 30$  Гц.

Розрахунок структури векторного поля наведено на рис.7. Очевидним є те, що у перетині хвилеводу  $x = 63$  м розташовано набір особливих точок, дві з яких знаходяться на горизонтах приблизно 40 м та 35 м, а третя – біля дна. Аналіз ситуації для пари точок горизонтів 40 м та 35 м потребує деталізації. Для цього на рис. 8 наведено збільшений фрагмент розрахункового розподілення векторного поля інтенсивності та епюри вертикальних профілів тиску і складових коливальної швидкості в зазначеному перетині хвилеводу.

З фрагменту (центральне зображення) видно, що верхня позначка визначає особливу точку “вихор”, а нижня – точку “сідло”. При цьому, сингулярності “вихор” відповідає нуль тиску (червона крива лівого графіку), а сідлу – нуль складової коливальної швидкості (синя крива правого графіку).

Відмітимо також, що результати роботи [10] показують можливу симетрію розташування пар “вихор – сідло” відносно горизонтальної вісі каналу (хвилеводу). Проте, запропонований в роботі результат характеризується асиметричним розташуванням пар аж до виключення з пари однієї з точок. Очевидно, це обумовлено відмінністю акустичних властивостей границь (дно - поверхня), бо дані роботи [10] відповідають суто жорстким граничним поверхням хвилеводу.

## ВИСНОВКИ

В результаті розв'язку задачі формування поля інтенсивності в плоско-паралельному регулярному хвилеводі з комбінованими границями доведено чисельні дослідження структури поля інтенсивності та встановлено:

- суттєву (до 60 дБ) неоднорідність поля інтенсивності в робочому середовищі за модулем і напрямком;
- періодичний (по довжині хвилеводу) характер виникнення локально просторових вихрових структур та сідлових точок в перерізах хвилеводу;
- залежність наявності вихрових структур та сідлових точок від амплітудно-фазових розподілень тисків та коливальних швидкостей по перетинах хвилеводу для комбінованих границь в конкретних розрахункових умовах;
- залежність векторної картини поля від горизонтів розміщення джерела;
- асиметрію розташування особливих точок поля навіть за умов розміщення джерела на горизонтальній вісі хвилеводу, що обумовлено саме використанням комбінованих границь;
- формування вихрових структур для нижніх частот (які знаходяться на межі критичних частот хвилеводу для обраних умов розрахунків) може починатися з відстаней, що складають  $\approx 5\lambda$  для даної глибини, в той час як для вищих частот це можливо і на відстанях до  $\approx 3\lambda$ .

Надійшла до редакції 27 червня 2017 р.

УДК 534.2

## Особенные точки векторного поля интенсивности в волноводе с комбинированными границами

Чайка А. С., ORCID [0000-0002-2501-595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail [sanyarouge@gmail.com](mailto:sanyarouge@gmail.com)

Ярошенко М. А., ORCID [0000-0001-6327-148X](https://orcid.org/0000-0001-6327-148X)

e-mail [yaroshenkom13@gmail.com](mailto:yaroshenkom13@gmail.com)

Коржик А. В., д.т.н. проф., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail [ov.korjik@aae.kpi.ua](mailto:ov.korjik@aae.kpi.ua)

Национальный технический университет Украины

"Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского" [kpi.ua](http://kpi.ua)

Киев, Украина

## ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

- [1] C. F. Chien and R. V. Waterhouse, "Singular points of intensity streamlines in two-dimensional sound fields," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 101, no. 2, pp. 705–712, 1997, DOI: [10.1121/1.418034](https://doi.org/10.1121/1.418034).
- [2] V. A. Gordienko, *Vektorno-fazovyye metody v akustike [Vector-phase methods in acoustics]*. Moscow, Russia: PHISMATHLIT, 2007.
- [3] O. R. Lastovenko, V. A. Lisiutin, and A. A. Yaroshenko, "Osobennosti vektornykh akusticheskikh poley v volnovodah melkogo morya [Vector acoustic fields features in waveguides of the shallow water]," in *Consonance. Acoustic symposium.*, 2011, pp. 188–193.
- [4] V. A. Shcurov, V. P. Kuleshov, and A. V. Cherkasov, "Vyihrevyye svoystva vektora akusticheskoy intensivnosti v melkom more [Intensity's vortex properties in shallow water]," *Acoust. J.*, vol. 57, no. 6, pp. 837–843, 2011, URL: [http://www.akzh.ru/pdf/2011\\_6\\_837-843.pdf](http://www.akzh.ru/pdf/2011_6_837-843.pdf).
- [5] P. H. Dahl and D. R. Dall'Osto, "On the underwater sound field from impact pile driving: Arrival structure, precursor arrivals, and energy streamlines," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 142, no. 2, pp. 1141–1155, 2017, DOI: [10.1121/1.4999060](https://doi.org/10.1121/1.4999060).
- [6] D. R. Dall'Osto, P. H. Dahl, and J. Woong Choi, "Properties of the acoustic intensity vector field in a shallow water waveguide," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 131, no. 3, pp. 2023–2035, 2012, DOI: [10.1121/1.3682063](https://doi.org/10.1121/1.3682063).
- [7] P. H. Dahl, D. R. Dall'Osto, and D. M. Farrell, "The underwater sound field from vibratory pile driving," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 137, no. 6, pp. 3544–3554, 2015, DOI: [10.1121/1.4921288](https://doi.org/10.1121/1.4921288).
- [8] V. T. Grinchenko, I. V. Vovk, and V. T. Matsyipura, *Osnovy akustiki [Basics of Acoustics]*. Kyiv, Ukraine: IGM NANU, 2009.
- [9] M. I. Karnovskiy, *Asimptoticheskie metody v akustike [Asymptotic methods in acoustics]*. Kyiv, USSR: KPI, 1982.
- [10] V. V. Meleshko, V. T. Matsyipura, and I. A. Ulitko, *Teoriya volnovodov [Waveguide's theory]*. Kyiv, Ukraine: PCC Kyiv University, 2013.
- [11] A. P. Stashkevich, *Akustika morya [Acoustic of sea]*. Leningrad, USSR: Sudostroenie, 1966.



*Реферат*—На примере плоско-параллельного бесконечного по длине регулярного волновода с комбинированными границами показаны возможные ситуации и закономерности формирования векторного поля интенсивности в мелком море. При этом для разных горизонтов расположения акустического монохроматического источника малых волновых размеров получены расчетные данные о создании локально-вихревых и седельных участков поля интенсивности в области низких частот (30-120 Гц). При учёте только однородных нормальных волн установлено, что возникновение особых точек поля происходит вследствие взаимодействия амплитудно-фазовых особенностей распределений давлений и составляющих колебательных скоростей в вертикальных сечениях волновода, а также в зависимости от горизонта размещения источника, частоты, глубины моря. При этом показано также влияние изолированных нулей давления и изолированных нулей составляющих колебательной скорости на формирование сингулярных точек типа "вихрь", "седло".

Определена существенная неоднородность поля интенсивности в рабочей среде по модулю и направлению, а также установлено, что расположение особых точек и соответствующих вихревых и седловых структур в условиях задачи является асимметричным даже для ситуации размещения источника звука на оси волновода,

Библ. 11, рис. 8.

*Ключевые слова* — интенсивность; сингулярная точка; давление; колебательная скорость; мелкое море.

UDC 534.2

## Singular points of vector intensity's field in waveguide with combine boundaries

O. S. Chaika, ORCID [0000-0002-2501-595X](https://orcid.org/0000-0002-2501-595X)

e-mail [sanyarouge@gmail.com](mailto:sanyarouge@gmail.com)

M. O. Yaroshenko, ORCID [0000-0001-6327-148X](https://orcid.org/0000-0001-6327-148X)

e-mail [yaroshenkom13@gmail.com](mailto:yaroshenkom13@gmail.com)

O. V. Korzhyk, Dr.Sc.(Eng.) Prof., ORCID [0000-0001-6793-1676](https://orcid.org/0000-0001-6793-1676)

e-mail [ov.korzjik@aae.kpi.ua](mailto:ov.korzjik@aae.kpi.ua)

National technical university of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv polytechnic institute" [kpi.ua](http://kpi.ua)  
Kyiv, Ukraine

*Abstract*—The article was dedicated to research of acoustic field, that formed by the sound source in shallow water. Shallow water was introduced by the waveguide with combine boundaries, where bottom boundary is a soft boundary and top boundary is a hard boundary. Source's location can change in waveguide's width range. Pressure field obtained as a precise solution of Helmholtz equation.

A source with small wave dimensions, that emanate normal acoustic waves, created the field of intensity. Field have local-vortex structure is subject to superimposition of oscillation modes.

Took into account ratio of pressure to particle velocity. This ratio helps to define the module of intensity and angle of inclination relative to the horizontal axis of the waveguide. Obtained distribution of intensity's vector for the combination of next parameters: sea's depth(width of the waveguide), oscillation frequency, source's location and choice of point of monitoring in terms combine boundaries.

Graphics show dependencies vector field of intensity in waveguide's space, also show a heterogeneous structure of intensity's field and dependence of an intensity's distributions on mutual source's and receiver's location. In obtained distributions vector field on intensity defined points of local minimums of intensity, a position of vortex structures, directions of vortex's rotation around singular points, also, defined mathematical conditions of their occurrence and defined the spatial frequency of such structures.

Showed, that intensity's distribution have the asymmetric view relative to the axis of source's location, vortex point corresponds minimum of pressure at this point and saddle point corresponds minimum of particle velocity in saddle point.

Ref. 11, fig. 8.

*Keywords* — intensity; singular point; pressure; particle velocity; shallow water.

