

ГЕНЕРАЦІЯ ЗВУКУ ПОТОКОМ НАД ДВОВИМІРНОЮ КРУГОВОЮ ЦИЛІНДРИЧНОЮ КАНАВКОЮ

В. Г. Басовський, І. М. Горбань

Інститут гідромеханіки НАН України
вул. Желябова, 8/4, 03680, Київ-180, МСП, Україна
e-mail: basovsky@ukr.net, ivgorban@gmail.com

Розглянуто гібридний метод оцінювання акустичного поля, яке породжене в'язким однорідним прямолінійним потоком зі сталою дозвуковою швидкістю над двовимірною круговою циліндричною канавкою. Гідродинамічна частина задачі розв'язується вихровим методом для моделі двовимірного в'язкого нестисливого середовища. Для знаходження акустичного поля, розв'язок гідродинамічної задачі поєднується з рівнянням Фокс Вільямса-Хоукінгса в частотній області.

ВСТУП

Обтікання потоком різноманітних канавок є предметом теоретичних і експериментальних досліджень з 50–их років минулого сторіччя. Канавка в потоці є прикладом автоколивальної системи. У літературі переважно розглядаються двовимірні канавки найпростішої прямокутної форми для потоків стисливої рідини з помірним значенням числа Маха. Саме такі канавки важливі для авіаційної акустики. Канавки інших форм мало досліджені в літературі. Для потоків з дуже малим числом Маха властива велика різниця масштабів довжин гідродинамічного й акустичного полів, що унеможлиблює застосування прямих числових методів для оцінки звукового поля. У цьому разі дослідження звукового поля, що генерується потоком рідини, може бути виконане на основі гібридного методу, який поєднує незалежну оцінку близького гідродинамічного поля з певною акустичною аналогією.

Метою цього дослідження є оцінка акустичного поля, що генерується двовимірним потоком рідини над плоскою стінкою з вирізаною в ній циліндричною канавкою. Для розв'язання цієї задачі розроблений підхід, який поєднує вихровий алгоритм, що моделює течію, з інтегральним методом Фокс Вільямса-Хоукінгса (ФВ-Х) для оцінки акустичного поля.

1 ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ТА ЧИСЛОВІ АЛГОРИТМИ

Розглянемо задачу про генерацію звуку в'язким однорідним потоком над нескінченною плоскою стінкою з циліндричною круговою канавкою. В стані спокою середовище характеризується швидкістю звуку c_0 , густиною ρ_0 і тиском p_0 . Будемо вважати, що потік рухається паралельно стінці зі сталою швидкістю U_0 , яка набагато менша за швидкість звуку в незбуреному середовищі. Геометрія задачі й системи координат зображені на рис. 1, а. Канавка розміщена поперек потоку. Зовнішній контур поперечного перерізу канавки обкреслений внутрішньою частиною дуги кола, радіус якого дорівнює

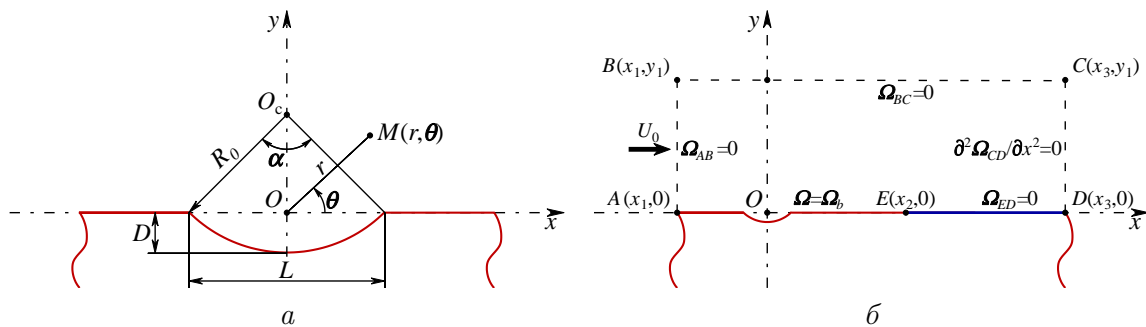


Рис. 1. Геометрія задачі:

a – фрагмент поперечного перерізу плоскої стінки з канавкою та системи координат; *б* – розрахункова область

R_0 . Канавка характеризується кутовим розміром заданої дуги α та хордою L . Інші геометричні параметри задачі, зокрема, глибина канавки D , виражаються через L і α . Початок декартової системи координат O збігається з серединою хорди канавки. При цьому вісь Ox паралельна вектору швидкості потоку, а вісь Oy – перпендикулярна до стінки. Початок полярної системи координат (r, θ) збігається з початком декартової системи координат, і кут θ відраховується від додатнього напрямку осі Ox проти руху стрілки годинника. Вибрані системи координат жорстко пов'язані з канавкою, тобто в цих системах координат канавка є нерухомою, а середовище, навпаки, рухається прямо-лінійно зі сталою швидкістю. Збезрозмірювання всіх величин задачі далі будемо робити на основі параметрів: L , U_0 , c_0 , ρ_0 , і p_0 , які повністю характеризують задачу як з геометричного, так і з фізичного боку.

Задачу про генерацію звуку потоком над описаною вище двовимірною канавкою будемо розв'язувати інтегральним методом ФВ-Х, який є розширенням акустичної аналогії Лайтхілла для потоків з твердими границями. Відповідно до цього методу, спочатку знаходимо близьке гідродинамічне поле, параметри якого потім використовуємо для побудови гідродинамічних джерел звуку в правій частині рівняння ФВ-Х. Якщо швидкість течії є малою порівняно зі швидкістю звука в середовищі, то впливом стисливості останнього можна знехтувати, і вивчати особливості близького гідродинамічного поля над канавкою в рамках моделі в'язкого нестисливого середовища. Для моделювання течії в цій роботі застосовано узагальнений вихровий метод, який поєднує використання сітки, що накладається на поле течії, з рухом лагранжевих вихрових частинок [1].

1.1 Вихровий метод розв'язання двовимірних рівнянь Нав'є-Стокса

Двовимірна задача про потік в'язкого нестисливого середовища сталої густини над плоскою стінкою з круговою циліндричною канавкою (див. рис. 1, *a*) описується рівняннями неперервності й Нав'є-Стокса. Початковий розподіл швидкостей у середовищі вважається відомим. На нескінченності виконується умова затухання збурень: $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \rightarrow \mathbf{U}_0$, $p(\mathbf{r}, t) \rightarrow p_0$, коли $|\mathbf{r}| \rightarrow \infty$. Тут прийняті такі позначення: $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ і $p(\mathbf{r}, t)$ – відповідно вектор швидкості й тиск збуреного середовища в точці з радіусом-вектором \mathbf{r} в момент часу t . Припускаємо, що на стінці канавки й на частинах плоскої поверхні перед канавкою (при $x_1 < x < -L/2$) та за нею (при $L/2 < x < x_2$) виконується умова

прилипання (див. рис. 1, б). На інших частинах плоскої поверхні ставимо умову ковзання потоку зі збереженням умови непроникності. Перед канавкою це необхідно для того, щоб прилеглий шар над передньою крайкою канавки мав задану товщину δ , яка залежить як від фізичних параметрів потоку, що набігає, так і від відстані $|-L/2-x_1|$.

Головною особливістю вихрових методів є перехід від рівнянь неперервності та Нав'є-Стокса до рівняння переносу завихреності:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \Omega = \nu \Delta \Omega, \quad (1)$$

де ∇ і Δ – відповідно диференціальні оператори Гамільтона й Лапласа; ν – кінематична в'язкість середовища; Тут рівняння (1) записано для двовимірної течії, тобто вектор швидкості й вектор завихреності відповідно визначаються так: $\mathbf{u} = u_1 \mathbf{i} + u_2 \mathbf{j}$, $\Omega = \Omega \mathbf{k} = \nabla \times \mathbf{u}$, де \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} орти декартової системи координат $Oxyz$, площина Oxy якої зображена на рис. 1. Перевагою рівняння (1) є незалежність його від гідродинамічного тиску і точне виконання умови неперервності середовища та граничних умов на нескінченності. Первинною розрахунковою величиною в (1) є поле завихреності течії, а поле швидкості відновлюється за допомогою закону Біо-Савара. Поле тиску течії обчислюється за полями швидкості й завихреності з допомогою рівняння Нав'є-Стокса у формі Ламба.

Для розв'язання рівняння (1) застосовується алгоритм в'язкого розщеплення, коли на кожному часовому кроці процес переносу завихреності розкладається на дві складові – дифузійну і конвективну, кожна з яких описується відповідним рівнянням. Просторова похідна в дифузійному рівнянні апроксимується скінченнорізницевою схемою 2-го порядку на ортогональній сітці, що накладається на поле течії. Конвективний перенос завихреності моделюється методом скінченних об'ємів, в якому контролюються потоки завихреності через границі заданого елементарного об'єму. В числовій схемі ці об'єми зв'язані з вузлами заданої ортогональної сітки, при цьому вважається, що завихреність всередині кожної комірки розподілена рівномірно. Для числового інтегрування рівнянь в'язкої дифузії та конвекції за часом використовується явна схема першого порядку з коректуванням усіх змінних поля течії після виконання кожного під-кроку методу. Розрахункова область для числового знаходження відповідних складових завихреності зображена на рис. 1, б. Ліворуч і праворуч ця область обмежена вертикальними відрізками AB і CD , що перетинають вісь Ox відповідно в точках $(x_1, 0)$ і $(x_3, 0)$; зверху – горизонтальним відрізком BC на висоті y_1 ; знизу – зовнішнім контуром вертикального перерізу плоскої стінки з канавкою (тверда поверхня).

Єдиним джерелом завихреності в потоці є тверда поверхня між вертикальними перерізами $x = x_1$ і $x = x_2$, на якій задані умови прилипання потоку, тому можна вважати, що на вході в розрахункову область і на верхній границі області потік безвихровий, тобто $\Omega_{AB} = 0$ і $\Omega_{BC} = 0$. На виході області, де градієнти гідродинамічних параметрів невеликі, ставимо м'яку граничну умову $\partial^2 \Omega_{CD} / \partial x^2 = 0$. Ця умова вказує на те, що завихреність на виході змінюється за лінійним законом.

Умову непроникності на твердій поверхні задовольняємо, використовуючи конформне відображення області течії на півплощину, де функцію Гріна для вихору знаходиться дзеркальним відображенням відносно межі півплощини. Граничну умову для завихреності на твердій поверхні запишемо, зважаючи на механізм генерації завихреності поверхнею тіл у потоці за Лайтхіллом, відповідно до якого тверда поверхня моде-

люється неперервним вихровим шаром, що повинен компенсувати хибну дотичну швидкість, що виникає на стінці через трансформації поля завихреності у потоці. Розвиваючи в ряд Фур’є дотичну швидкість поблизу тіла, отримуємо граничну умову для Ω на твердій поверхні: $\Omega_b = -2u_\tau/\Delta s$, де u_τ – значення дотичної швидкості безпосередньо на стінці, Δs – крок сітки у напрямі перпендикулярному до поверхні. Згенерована на твердих поверхнях завихреність переноситься у потік через механізм в’язкої дифузії. Крім того, на крайках канавки, де дотична до поверхні зазнає розриву, виконується умова Кутта-Жуковського. У числовій схемі вона реалізується конвективним переносом завихреності.

1.2 Далеке акустичне поле

Аналогія ФВ-Х використовується для оцінювання далекого акустичного поля нестационарних потоків з твердими границями. Рівняння ФВ-Х придатні для будь-якого руху тіла. Проте, тут будемо розглядати тільки прямолінійний рух зі сталою швидкістю в нерухомому просторі як плоскої стінкою з канавкою, так і спостерігача. У цьому разі формулювання ФВ-Х для далекого акустичного поля в частотній області можна записати так [2]:

$$p'(\mathbf{y}_o, \omega) = - \oint_{f=0} i\omega \hat{Q}(\mathbf{y}, \omega) G(\mathbf{y}_o, \mathbf{y}, \omega) dl - \oint_{f=0} \hat{F}_i(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial G(\mathbf{y}_o, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i} dl - \int_{f>0} \hat{T}_{ij}(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial^2 G(\mathbf{y}_o, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} d\mathbf{y}, \quad (2)$$

де $\hat{Q}(\mathbf{y}, \omega)$, $\hat{F}_i(\mathbf{y}, \omega)$ і $\hat{T}_{ij}(\mathbf{y}, \omega)$ – перетворення Фур’є відповідно монопольного, дипольного і квадрупольного членів у правій частині рівняння ФВ-Х, записаного в часовій області:

$$\begin{aligned} Q(\mathbf{y}, t) &= (\rho u_i - \rho_0 U_i) n_i, \\ F_i(\mathbf{y}, t) &= (p \delta_{ij} + \rho (u_i - 2U_i) u_j + \rho_0 U_i U_j) n_j, \\ T_{ij}(\mathbf{y}, t) &= \rho u_i u_j + p \delta_{ij} - c_0^2 \rho' \delta_{ij}. \end{aligned} \quad (3)$$

У формулах (2) і (3) прийняті такі позначення: $\rho = \rho_0 + \rho'$, $p = p_0 + p'$, $u_i = U_i + u'_i$ – відповідно повні значення густини, тиску й швидкості збуреного потоку, а $\mathbf{U} = (U_0, 0)$ – вектор швидкості незбуреного потоку. Значення параметрів середовища в стані спокою і швидкість незбуреного потоку позначені нижнім індексом нуль; знак штрих позначає збурення відповідної величини в потоці над плоскою стінкою з канавкою. Час і колова частота позначені як t і ω ; $\mathbf{y} = (y_1, y_2)$ – радіус-вектор точки в області потоку, а $\mathbf{y}_0 = (y_{01}, y_{02})$ – радіус-вектор точки спостерігання; δ_{ij} – символ Кронекера. Функція $f(\mathbf{y})$ залежить тільки від просторових координат $\mathbf{y} = (y_1, y_2)$ і означена так, що рівняння $f(\mathbf{y}) = 0$ описує поверхню інтегрування, що охоплює тверді границі потоку. Поверхня інтегрування може не збігатися із зовнішньою поверхнею тіла, при цьому внутрішня і зовнішня області поверхні інтегрування описуються відповідно нерівностями: $f(\mathbf{y}) < 0$ і $f(\mathbf{y}) > 0$. Символом $n_j = \partial f / \partial y_j$ позначені напрямні косинуси зовнішньої нормалі до поверхні $f(\mathbf{y}) = 0$. У формулах (3) в’язкою частиною тензора напружень нехтуємо

і використовуємо тільки його нев'язку частину $r\delta_{ij}$. Для скорочення запису замість літерної індексації координат і проєкцій векторів використана числова. Якщо індекс в одночлені повторюється двічі, то це позначає операцію підсумування за цим індексом. Оскільки розглядаємо двовимірну задачу, індекси в цих формулах можуть набувати значень 1 і 2. Щоб не плутати з відповідним індексом, уявну одиницю позначаємо як $i = \sqrt{-1}$.

Функція Гріна для необмеженого двовимірного простору в (2) враховує конвективні ефекти і має такий вигляд [2]:

$$G(\mathbf{y}_o, \mathbf{y}, \omega) = \frac{i}{4\beta} \exp\left(\frac{iMkr_1}{\beta^2}\right) \cdot H_0^2\left(\frac{k}{\beta^2}\sqrt{r_1^2 + \beta^2 r_2^2}\right), \quad (4)$$

де $r_1 = (y_{o1} - y_1)$, $r_2 = (y_{o2} - y_2)$; H_0^2 - функція Ханкеля другого роду нульового порядку; $k = \omega/c_0$ - хвильове число; $M = U_0/c_0$ - число Маха; $\beta = \sqrt{1 - M^2}$ - множник Прандтля-Глауерта.

Перехід в частотну область є важливим кроком розв'язання рівняння ФВ-Х для двовимірних задач, що дає можливість цілком урахувати протяжність джерел звуку поперек потоку. Це неможливо в часовій області, де функція Гріна для двовимірних задач виражається через функцію Хевісайда, а не дельта-функція Дірака, як для тривимірних задач. Тому в часовій області доводиться інтегрувати за часом на напівнескінченному інтервалі, що неможливо фактично. Щоб перейти в часову область після обчислення звукового поля в частотній за формулою (2), треба застосувати обернене перетворення Фур'є.

Обчислення звукового поля можна суттєво спростити, якщо взяти до уваги два чинники. Перший чинник – для двовимірної задачі про обтікання тіла потоком звукова хвиля в далекому полі циліндрична з амплітудами пульсацій тиску для монопольного, дипольного і квадрупольного джерел звуку відповідно пропорційними таким величинам: $M^{3/2}$, $M^{5/2}$ і $M^{7/2}$ [3]. Отже, для малих значень числа Маха, амплітуда звуку квадрупольних джерел набагато менша за амплітуду монопольних і дипольних джерел. Тому у формулі (2) можна знехтувати останнім подвійним інтегралом у разі малих значень числа Маха. Другий чинник – якщо в рівнянні ФВ-Х використовуються дані близького гідродинамічного поля тільки на непроникливій поверхні (безпосередньо поверхня тіла), то $\mathbf{u} = 0$ (умова прилипання) і у формулах (3) для $Q(\mathbf{y}, t)$ і $F_i(\mathbf{y}, t)$ тільки одночлен $r\delta_{ij}n_j$ залежить від часу, коли середовище рухається прямолінійно зі сталою швидкістю. Отже, якщо знехтувати квадрупольним джерелом звуку для малих значень числа Маха, то тільки часова залежність пульсацій тиску на поверхні тіла визначає його звукове поле в потоці і для визначення звукового поля достатньо обчислити тільки другий контурний інтеграл в (2), який описує дипольне джерело звуку.

2 ЧИСЛОВІ РЕЗУЛЬТАТИ

Розглянемо числові дані для канавки з кутовим розміром $\alpha = 90^\circ$. На канавку набігає ламінарний дозвуковий потік з числом Рейнольдса $Re_L = U_0 L/\nu = 2 \cdot 10^4$. Відносна товщина примежового шару над передньою крайкою канавки $\delta_{99}/L = 0.05$. Потрібне значення δ_{99} досягається шляхом встановлення відповідної ширини розрахункової області перед канавкою – знаходження відстані $|-L/2 - x_1|$ (див. рис. 1, б), як

повздожньої координати перерізу заданої товщини ламінарного примежового шару на пластинці [4]. Інші параметри розрахункової області (див. рис. 1, б) були такі: $x_2 = 5L$, $x_3 = 25L$ і $y_1 = 1.5L$. Безрозмірний крок для просторових змінних – $\Delta x/L = \Delta y/L = 0.005$, для часу – $\Delta t \cdot (U_0/L) = 0.0025$. Дискретні часові значення пульсацій тиску в точках сітки на поверхні плоскої стінки з канавкою були вхідними даними акустичної задачі з числом Маха, яке дорівнювало 0.2. Для такого значення числа Маха оцінка характеристик гідродинамічного близького поля в рамках нестисливої моделі рідини виправдана. Квадрупольним джерелом звуку нехтували і, як уже зазначалось, у цьому разі далеко акустичне поле буде формуватися тільки дипольними джерелами звуку, якщо в (2) контур інтегрування $f(\mathbf{y}) = 0$ збігається із зовнішньою поверхнею плоскої стінки з канавкою. При цьому застосовували швидко перетворення Фур'є до дипольного члена в рівнянні ФВ-Х і квадратурним методом трапецій обчислювали відповідний криволінійний інтеграл в формулі (2).

Характеристики потоку над канавкою насамперед визначаються відношенням її довжини до глибини. Глибина канавки, що розглядається, змінюється від нуля на крайках до максимального значення D для центрального осьового перерізу, з часткою $L/D = 4.83$ (канавка неглибока). Відомо, що для неглибокої прямокутної канавки [5], залежно від товщини втрати імпульсу примежового шару над передньою крайкою, можливі два коливні режими потоку: мода зсувного шару і слідова мода. При цьому середнє значення коефіцієнта опору моди зсувного шару $\overline{C}_D \approx 0.01$, тоді як слідової значно більше – $\overline{C}_D \approx 0.3$. Тому, щоб визначити моду коливань потоку над круговою циліндричною канавкою, розглянемо часову залежність коефіцієнта опору C_D (див. рис. 2, а). Тут коефіцієнт C_D нормований відносно D і зведений до одиничної довжини вздовж осі канавки, а відрізок часу охоплює перші чотири послідовні статистично стаціонарні періоди коливань потоку. Характеристики кривої на рис. 2, а такі: середнє значення $\overline{C}_D = 0.0096$ і середній безрозмірний період коливань (відстань між послідовними максимумами) $TU_0/L = 1$. Як бачимо, значення \overline{C}_D мале, тобто над канавкою установлюється мода зсувного шару з числом Струхалія $St = fL/U_0 = 1$ ($f = 1/T$ – частота коливань часової залежності C_D).

Стисло опишемо фізичні особливості моди зсувного шару. Найголовнішим механізмом постання цієї моди є втрата стійкості зсувного шару над канавкою, коли він знаходиться в нерівномірному полі течії під дією поперечної збурювальної сили. При цьому когерентні вихрові структури в зсувному шарі періодично наштотвхуються на кормову частину стінки канавки, генеруючи тут раптові флуктуації тиску великої амплітуди. Одночасно формується механізм автоколивань, який збуджує і підсилює коливання. Зворотний зв'язок автоколивань може бути за природою як акустичний, так і гідродинамічний. Очевидно, що для малих дозвуккових чисел Маха довжина канавки значно менша, ніж довжина акустичної хвилі. Отже, у цьому разі акустичні збурення не можуть безпосередньо впливати на характеристики течії в канавці, оскільки поширюються практично миттєво, і зворотний зв'язок автоколивань може бути за природою тільки гідродинамічний (нестисливий). Залежно від розмірів канавки, гідродинамічний зворотний зв'язок може реалізовуватись як через вихрові структури зсувного шару (індукування швидкості за законом Біо-Савара), так і через рециркуляційну течію в канавці.

Потік над канавкою генерує відповідні пульсації тиску на її поверхні. Інтегральною характеристикою цих пульсацій є осереднений за часом коефіцієнт тиску, який

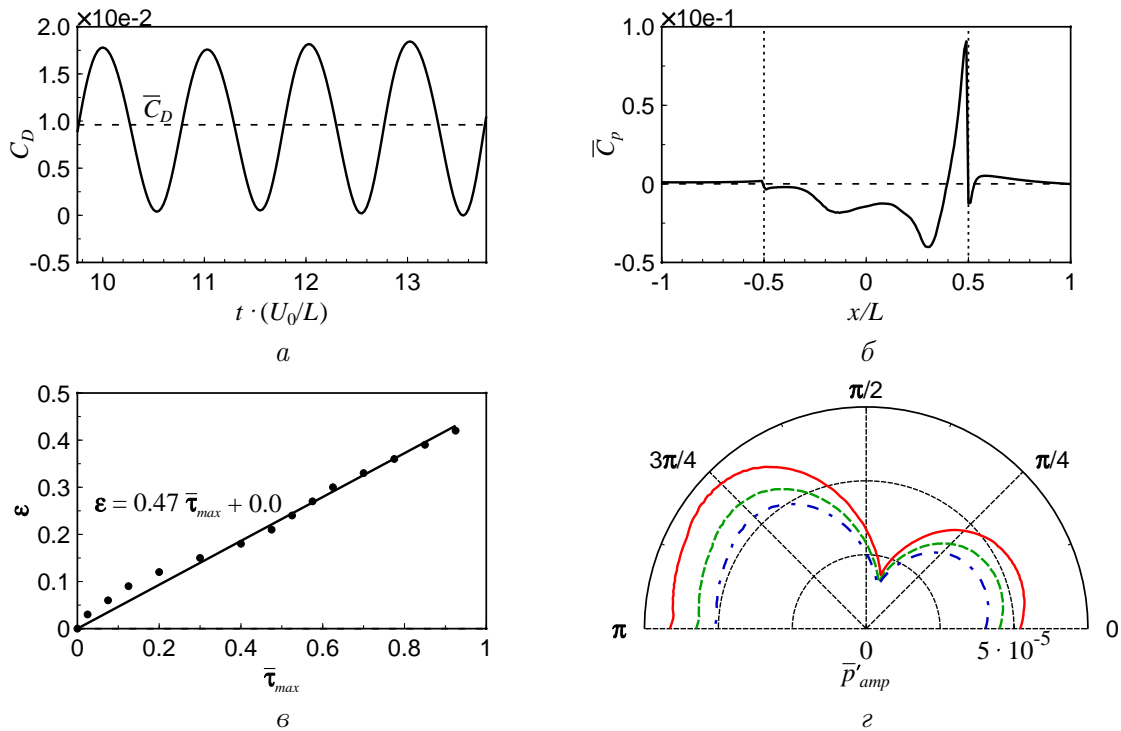


Рис. 2. Характеристики близького гідродинамічного і далекого акустичного полів: а – часові залежності коефіцієнтів опору; б – коефіцієнт тиску на плоскій поверхні та стінці канавки; в – відстань між точками на хорді канавки й максимальний час затримки коефіцієнта взаємної кореляції тиску в цих точках; г – характеристики спрямованості акустичного поля: суцільна крива – $R/L=60$, штрихова крива – $R/L=80$, штрих-пунктирна крива – $R/L=100$

зображено на рис. 2, б для відповідних точок плоскої стінки з круговою циліндричною канавкою. На цьому рисунку частина кривої між вертикальними штриховими лініями відповідає точкам стінки канавки, які однозначно характеризуються своїми проекціями на вісь Ox . Як бачимо, біля передньої крайки значення і амплітуда коливань величини $\overline{C_p}$ незначні, тоді як біля задньої – маємо стрімке зростання і падіння величини $\overline{C_p}$. Максимум $\overline{C_p}$ в кормовій частині канавки зумовлений періодичними ударами об стінку вихрових структур зсувного шару, а різке прискорення потоку над задньою крайкою спричиняє відповідне падіння тиску тут. На плоских поверхнях значення $\overline{C_p}$ малі порівняно зі значеннями на стінках канавки і незначне коливання за канавкою зумовлено рухом і затуханням вихорів, що покинули канавку.

Для того щоб визначити конвективну швидкість вихрових структур у зсувному шарі над канавкою, розглянемо коефіцієнт взаємної кореляції тиску $R_{12}(\tau)$ між двома точками на хорді канавки, де τ – час затримки між часовими залежностями тиску в точках, що розглядаються. Оскільки вихори зароджуються і формуються не біля передньої крайки – безпосередньо, а на деякій відстані від неї вниз за течією, то коефіцієнт $R_{12}(\tau)$ будемо аналізувати для точок хорди канавки з абсцисами $x \geq 0$, де вихрові структури вже сформовані, і опорної точки в центрі хорди з абсцисою $x_0 = 0$. Напрямок руху вихрових структур відомий, тому коефіцієнт $R_{12}(\tau)$ досить розглянути тільки для невід'ємних значень τ . Аналізувати залежність $R_{12}(\tau)$ будемо на інтервалі з першим її максимумом для невід'ємних значень τ . Точність обчислення координати та амплітуди

цього максимуму, порівняно з іншими, найменше залежить від краєвих ефектів, які неминучі через скінченний інтервал часу та дискретний крок часових залежностей тиску. Щоб позбутися фазового зв'язку часових залежностей тиску у двох точках, абсцису τ_{max} першого максимуму $R_{12}(\tau)$ для $\tau \geq 0$ вважаємо справжнім часом затримки. Побудуємо графік залежності безрозмірної відстані між заданою точкою на хорді канавки й опорною $\epsilon = |x-x_0|/L$ від безрозмірного часу затримки $\bar{\tau}_{max} = \tau_{max} \cdot (U_0/L)$ для відповідної локації (жирні точки на рис. 2, в). Характер розміщення жирних точок на цьому рисунку нашою думкою про прямолінійну залежність ϵ від $\bar{\tau}_{max}$. Відповідна пряма лінія побудована методом найменших квадратів (див. рис. 2, в) так, щоб вона проходила через точку $(0, 0)$. Кутовий нахил цієї прямої і є шукана безрозмірна конвективна швидкість вихрових структур у зсувному шарі над канавкою. Тут маємо $U_c/U_0 = 0.47$, що узгоджується з відомими даними в літературі $0.4 < U_c/U_0 < 0.6$. Вихрові структури в зсувному шарі концентруються в певних точках і синхронно рухаються вниз за течією. Тому частота зіткнення цих структур зі стінкою в кормовій частині канавки залежить як від їхньої конвективної швидкості, так і кількості на хорді канавки. Для потоків з малим числом Маха, коли акустичним оберненим зв'язком можна знехтувати, саме ця частота зіткнення і визначає число Струхалю потоку (усталену частоту автоколивань). Отже, частоту коливань можна легко визначити із формули: $St = fL/U_0 = (U_c/U_0) \cdot n$, де n – кількість вихрових структур уздовж хорди канавки. У нашому разі ця формула коли $n = 2$, дає $St = 0.94$, що менше за число Струхалю, визначене раніше за часовою залежністю коефіцієнта опору. Така розбіжність тут пов'язана з тим, що мала глибина канавки відразу біля передньої крайки затримує формування вихрових структур, і тому вони не можуть розміщуватися вздовж усієї довжини хорди канавки. Зважаючи на це, формулу для числа Струхалю можна записати тепер так: $St = (L/L_{eff}) \cdot (U_c/U_0) \cdot n$, де L_{eff} – ефективна довжина хорди канавки, тобто довжина тієї частини хорди де можуть розміщуватися вихрові структури.

Розглянуті вище автоколивання зсувної моди канавки є причиною пульсацій тиску в близькому гідродинамічному полі, які поширюються в далекому полі як звукова хвиля. Частота коливань звукового тиску у фіксованій точці далекого поля дорівнює частоті Струхалю потоку. Тому характеристики спрямованості звукового поля можна розглядати для амплітуди пульсацій тиску p'_{amp} . Такі характеристики спрямованості зображені на рис. 2, г для точок півкола з центром в точці O і відповідного радіусу. Амплітуда пульсацій тиску тут нормована відносно динамічного тиску потоку ($\bar{p}'_{amp}(R, \theta) = p'_{amp}(R, \theta) / (\rho U_0^2/2)$). Як бачимо, характеристики спрямованості вздовж потоку мають явний дипольний характер з неоднаковими пелюстками. Назустріч потоку інтенсивність звуку, що випромінює канавка, є більшою порівняно з інтенсивністю звуку вниз за потоком. Максимальне значення амплітуди тиску маємо для $\theta \approx 140^\circ$. Аналіз даних на рис. 2, г для фіксованого кута θ і різних значень R дає приблизно обернено пропорційну залежність значень $\bar{p}'_{amp}(R, \theta)$ від квадратного кореня із R , що характерно для циліндричної звукової хвилі.

ВИСНОВКИ

Далеке акустичне поле потоку над плоскою стінкою з вирізаною у ній циліндричною канавкою досліджено гібридними методом, основою якого є вихровий метод і рівняння ФВ-Х в частотній області. Метод дає змогу точно врахувати нескінченну

протяжність джерел звуку поперек потоку. Установлені основні характеристики близького гідродинамічного поля й далекого акустичного для зсувної моди потоку. Показано, що характеристику спрямованості далекого акустичного поля в основному визначає диполь вздовж потоку з більшою пелюсткою в напрямі назустріч потоку та максимальним значенням для $\theta \approx 140^\circ$

ЛІТЕРАТУРА

1. Горбань В. О., Горбань І. М. Вихрова структура потоку при обтіканні квадратної призми: числова модель та алгоритми управління // Прикладна гідромеханіка.– 2005.– **79**, N 2.– С. 8–26.
2. Lockard D. P. An efficient, two-dimensional implementation of the Ffowcs Williams and Hawkings equation // J. Sound and Vib.– 2000.– **229**, N 4.– P. 897–911.
3. Guo Y. P. Application of the Ffowcs Williams/Hawkings equation to two-dimensional problems // J. Fluid Mech.– 2000.– **403**.– P. 201–221.
4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.– М.: Наука, 1987.– 840 с.
5. Gharib M., Roshko A. The effect of flow oscillations on cavity drag // J. Fluid Mech.– 1987.– **177**.– P. 501–530.