

УДК 532.5

ХВИЛЬОВИЙ ОПІР РУХОМОЇ ОБЛАСТІ ПОВЕРХНЕВОГО ТИСКУ В КАНАЛАХ З ПРЯМОКУТНОЮ ТА ТРАПЕЦІЄВИДНОЮ ФОРМАМИ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ

О. Г. СТЕЦЕНКО, В. М. ІЛЬЧЕНКО

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ
03680 Київ – 180, МСП, вул. Желябова, 8/4
email: office@hydromech.com.ua

Отримано 07.03.2015

На підставі стаціонарного лінійного розв'язку для хвильового поля за рухомою областю поверхневого тиску в каналі, що має прямокутну або трапецієвидну форму поперечного перерізу, отримані залежності для визначення коефіцієнта хвильового опору при такому русі. В результаті виконаних розрахунків досліджена залежність цієї величини від параметрів задачі, а також проаналізовано характер впливу трапецієвидності перерізу каналу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: стаціонарний рух, канал, збурення, поверхневі хвилі, потенціал швидкості, число Фруда, коефіцієнт хвильового опору

На основани стаціонарного лінійного рішення для хвильового поля за подвижною областю поверхневого тиску в каналі, що має прямокутну або трапецієвидну форму поперечного сечення, отримані залежності для визначення коефіцієнта хвильового опору при такому русі. В результаті виконаних розрахунків досліджена залежність цієї величини від параметрів задачі, а також проаналізовано вплив трапецієвидності сечення каналу.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: стаціонарне движение, канал, возмущение, поверхностные волны, потенциал скорости, число Фруда, коэффициент волнового сопротивления

The relations for determining a wave resistance coefficient are obtained based on a stationary linear solution for wave field behind a surface pressure moving region in a channel of rectangular or trapezoidal cross-section. A dependence of this value on the problem parameters are studied based on the calculations as well as an effect trapezoidal cross-section of a channel is analyzed.

KEY WORDS: stationary movement, channel, response, surface waves, velocity potential, Froude number, wave resistance coefficient

ВСТУП

Визначення хвильового опору судна, яке рухається в каналі, є однією з головних задач відповідного напрямку досліджень, що обумовлено значимістю вкладу цієї складової в сумарну величину гідродинамічного опору, яка може досягати десятків відсотків. Починаючи з робіт Л.М. Сретенського [1,2], це характерно для дослідження поверхневих корабельних хвиль у каналах за рухомими суднами або збуреннями, що імітують їх рух (див. бібл. в [3,4]). В більшості виконаних робіт розв'язки відповідних задач одержані в лінійній постановці для каналів з прямокутною формою поперечних перерізів [1–8 та ін.].

З кінця минулого століття, використовуючи потужні можливості обчислювальної техніки, виконано ряд досліджень нелінійних хвиль та хвильового опору за рухомим збуренням у каналах прямокутного перерізу, включаючи схеми руху з наявністю ділянок змінної геометрії, а також у кана-

лах з трапецієвидною формою поперечного перерізу [9–13]. Вказані теоретичні дослідження виконані в наближенні мілкої води, а в якості рухомого збурення задавалась область поверхневого тиску. Найбільш цікавим результатом цих робіт є теоретичне підтвердження наявності системи одиноких хвиль-солітонів, які утворюються перед рухомим збуренням. Цей факт має експериментальне підтвердження на моделях суден (див. бібл. в [9]) та в роботі [14], виконаній в Інституті гідромеханіки НАН України. В цілому теорія нелінійних корабельних хвиль у каналах різної геометрії поперечного перерізу розроблена недостатньо і цей напрям досліджень залишається актуальним.

Хоч вивчення лінійних корабельних хвиль у каналах, на відміну від нелінійних хвиль, має достатньо тривалу історію, ряд задач цієї проблеми ще не розв'язані. Це стосується, зокрема, впливу геометрії поперечного перерізу каналу та її зміни на виділених ділянках на структуру поверхневого хвильового поля за рухомим збуренням та відповідну величину хвильового опору.

В даній роботі, виходячи з одержаних у [8,15] в лінійній постановці хвильових полів за стаціонарно рухомою областю поверхневого тиску, визначені відповідні величини хвильового опору для двох типів каналу – з прямокутним і трапецієвидним перерізами та виконано порівняльний аналіз одержаних результатів.

1. ФОРМУЛЮВАННЯ ЗАДАЧІ

При безвідривному обтіканні рухомого в напрямку вісі Ox судна в ідеальній нестисливій рідині його сила опору має лише хвильову складову і визначається з виразу

$$R_w = \iint_{S_K} P \frac{\partial F}{\partial x} ds, \quad (1)$$

де P – гідродинамічний тиск по поверхні змоченого корпусу S_K , а $F(x, y, z) = 0$ відповідає координатам цього корпусу. У випадку, коли судно імітується рухомою областю поверхневого тиску P_{Π} (надлишкового відносно атмосферного), у виразі (1) $P = P_{\Pi}(x, y, 0)$, а $F(x, y, z) = \eta(x, y, z)$ – зміщення вільної поверхні рухомої області.

При стаціонарному русі області тиску величина $\eta(x, y, z)$ визначається з інтегралу Бернуллі. В локальній системі координат xOz , яка рухається разом з областю тиску і вісь Ox при цьому направлена в сторону, протилежну напрямку швидкості руху U , в лінійній постановці задачі

$$\eta(x, y, 0) = -\frac{1}{g} \left[U \frac{\partial \phi(x, y, 0)}{\partial x} + \frac{1}{\rho} P_{\Pi}(x, y, 0) \right]. \quad (2)$$

Тоді з (1),(2) та виразу для $F(x, y, 0)$ маємо:

$$\begin{aligned} R_w &= \frac{1}{g} \iint_S P \frac{\partial \eta}{\partial x} ds = \\ &= -\frac{1}{g} \iint_S P \left(U \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{\Pi}}{\partial x} \right) ds. \end{aligned} \quad (3)$$

Тут $\phi(x, y, 0)$ – потенціал швидкості збуреного руху середовища на вільній поверхні; ρ – густина рідкого середовища; g – прискорення вільного падіння; S – поверхня рухомої області.

Розглядається випадок, коли тиск розподілений рівномірно по поверхні рухомої області, що має форму прямокутника з поздовжньою стороною $2a$ і поперечною $2b$, так що

$$P_{\Pi}(x, y, 0) = P_0 [H(x+a) - H(x-a)] \times [H(y+b) - H(y-b)],$$

де P_0 – стала, а $H()$ – одинична функція Хевісайда. Рух заданої області тиску відбувається в каналі, який має прямокутну форму поперечного перерізу площею S_{Π} відповідно з глибиною водного шару h і шириною $2l$ (рис. 1, а) або трапецієвидну форму площею S_T з тією ж глибиною водного шару та його основами $BC = 2l$ і $AD = 2l_1$, більша з яких BC відповідає вільній поверхні (рис. 1, б).

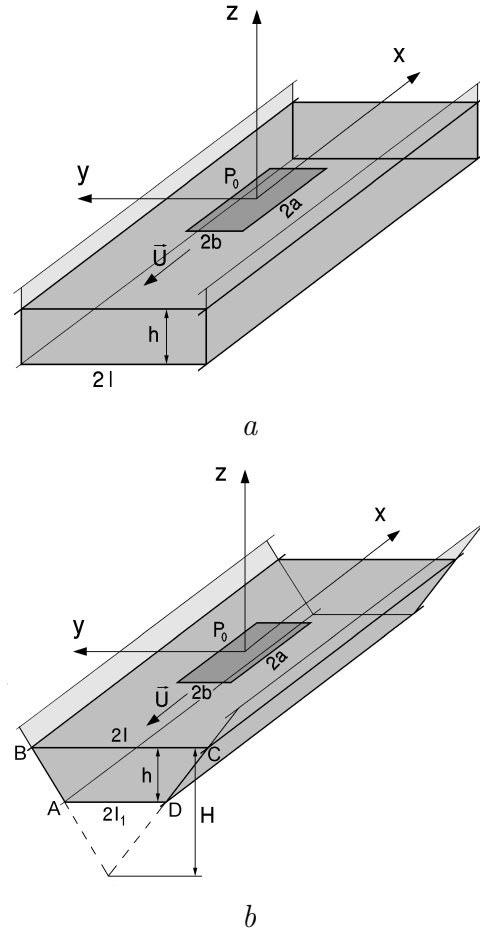


Рис. 1. Схема руху області тиску: а – в каналі з прямокутним перерізом; б – в каналі з трапецієвидним перерізом

Для знаходження потенціалу швидкості $\phi(x, y, z)$ необхідно розв'язати дві граничні задачі, які, після введення безрозмірних величин, де вибрані в якості масштабів: довжини – h ; тиску – ρU^2 і потенціалу швидкості – Uh , формулюються наступним чином.

1.1. Канал з прямокутним перерізом

Знаходиться розв'язок рівняння Лапласа

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

з граничними умовами

$$\lambda \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial P_{\Pi}}{\partial x} = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{при} \quad z = -1, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad \text{при} \quad y = \pm l, \quad (7)$$

та умовою випромінювання

$$\phi(x, y, z) \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad x \rightarrow -\infty. \quad (8)$$

Тут $\lambda = gh/U^2$ – обернене число Фруда.

1.2. Канал з трапецієвидним перерізом

В цьому випадку формулювання граничної задачі аналогічно попередній, з однією, але дуже важливою, заміною граничної умови (7) на

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{при} \quad (x, y, z) \in (AB \cup CD), \quad (9)$$

де n – нормаль до поверхні.

В обох наведених задачах область тиску рухається вздовж поздовжньої вісі каналу. В силу цього задача має симетричний відносно вісі Oy характер.

2. КАНАЛ ПРЯМОКУТНОГО ПЕРЕРІЗУ

Для функцій $\phi(x, y, 0)$ і $\eta(x, y, 0)$ стаціонарного руху області поверхневого тиску використовується розв'язок, одержаний у роботі [8] граничним переходом з нестационарного розв'язку. Оскільки величина сили опору R_w визначається окремо через кожну із цих функцій, надалі використовується представлення для $\eta(x, y, 0)$ в області $(-a < x < a, -b < y < b)$. Для цієї області (поверхня рухомої області тиску) з [8] хвильова складова розв'язку для $\eta(x, y, 0)$:

$$\eta_w(x, y, 0) = \frac{P_0}{\pi \lambda} \left[\frac{b_*}{2} I_0 - \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} I_k \right], \quad (10)$$

де

$$I_0 = 2\pi R_0 \cos[\zeta_0(x+a)],$$

$$I_k = \frac{2\pi}{k} R_k \cos[\zeta_k(x+a)] \sin(k_* b) \cos(k_* y_1).$$

Тут

$$R_0 = \frac{\lambda}{\lambda - \lambda^2 + \zeta_0^2};$$

$$R_k = \left[1 - \frac{\lambda}{2} + \frac{\zeta_k^4 - \lambda \zeta_k^2}{2\lambda(\zeta_k^2 + k_*^2)} \right]^{-1};$$

$$k_* = \frac{\pi k}{l}, \quad b_* = \frac{b}{l},$$

де ζ_0 є розв'язок рівняння

$$\zeta_0 - \lambda \text{th} \zeta_0 = 0,$$

а ζ_k є розв'язок рівняння

$$\zeta_k^2 - \lambda \sqrt{\zeta_k^2 + k_*^2} \text{th} \sqrt{\zeta_k^2 + k_*^2} = 0.$$

Величина хвильового опору представляється у вигляді коефіцієнта опору

$$C_{w\Pi} = \frac{\rho g R_w}{P_0^2 b} = \frac{\lambda \bar{R}_w}{P_0^2 b},$$

\bar{R}_w – безрозмірна величина сили опору, в якості масштабу якої взято $\rho U^2 h^2$.

Визначення \bar{R}_w із (3) і (10) дає наступний вираз для $C_{w\Pi}$

$$C_{w\Pi} = -\frac{4}{b} \left\{ b_* b R_0 [1 - \cos(2\zeta_0 a)] + \frac{l}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin^2(k_* b)}{k^2} R_k [1 - \cos(2\zeta_k a)] \right\}. \quad (11)$$

3. КАНАЛ З ТРАПЕЦІЄВИДНИМ ПЕРЕРІЗОМ

Стаціонарний розв'язок для величини хвильової складової зміщення вільної поверхні $\eta_w(x, y, 0)$ в такому каналі одержано в роботі [15]. В зоні $(-a < x < a, -b < y < b)$

$$\eta_w(x, y, 0) = \frac{4P_0}{\lambda} \left[\frac{\eta_{w0}}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \eta_{wk} \cos(k_* y) \right]. \quad (12)$$

Тут

$$\eta_{w0} = A_0 \cos[\zeta_r(x+a)],$$

$$A_0 = \frac{b_* (e^{2\zeta_r} + 1)}{2e^{2\zeta_r} (\lambda - \zeta_r - \frac{1}{2}) - 1},$$

$$\eta_{wk} = \frac{1}{\pi k} H^{qk} \sin(k_* b) \eta_{k1},$$

$$\eta_{k1} = \frac{A_{kr} \zeta_{kr}}{B_{kpr}} \cos[\zeta_{kr}(x+a)],$$

$$A_{kr} = I_{\nu 0} [K_{\nu 1} + 2(H-1)\zeta_{kr} K'_{\nu 1}] - K_{\nu 0} [I_{\nu 1} + 2(H-1)\zeta_{kr} I'_{\nu 1}],$$

ζ_r – дійсний розв’язок рівняння

$$e^{2\zeta}(\lambda - \zeta) - \lambda - \zeta = 0,$$

а ζ_{kr} – дійсний розв’язок рівняння $B_k = 0$, де

$$B_k = [K_{\nu 1} + 2(H - 1)\zeta_k K'_{\nu 1}] \times \\ \times \left[\lambda H^{s_k} R_{k1} - \left(\frac{\lambda r_{k1}}{H} + \zeta_k^2 \right) H^{q_k} I_{\nu 0} \right] - \\ - [I_{\nu 1} + 2(H - 1)\zeta_k I'_{\nu 1}] \times \\ \times \left[\lambda H^{s_k} R_{k2} - \left(\frac{\lambda r_{k1}}{H} + \zeta_k^2 \right) H^{q_k} K_{\nu 0} \right],$$

$$R_{k1} = r_{k1} I_{\nu 0} + H \zeta_k I'_{\nu 0},$$

$$R_{k2} = r_{k1} K_{\nu 0} + H \zeta_k K'_{\nu 0},$$

$$s_k = \frac{2r_{k1} - 1}{2}, \quad q_k = \frac{2r_{k1} + 1}{2};$$

B_{kpr} – дійсна частина величини $B_{kp}(\zeta_{kr})$, де

$$B_{kpr} = \frac{dB_k}{d\zeta_k};$$

$I_\nu(H\zeta_{kr})$ і $K_\nu(H\zeta_{kr})$ – модифіковані функції Бесселя, порядок ν яких визначається параметрами задачі l, H, k :

$$\nu = \frac{1}{2} [1 + 4r_{k1}^2 + 4(H^2 k_*^2 - r_{k1} - r_{k2})]^{1/2}, \\ r_{k1} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{\pi k} [1 + 2(-1)^k] \right\}, \\ r_{k2} = -\frac{3}{2} - \frac{\pi^2 k^2}{3} - 2(-1)^k - 8k^4 (-1)^k r_{k2n}, \\ r_{k2n} = \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq k}}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n^2 - k^2)^2};$$

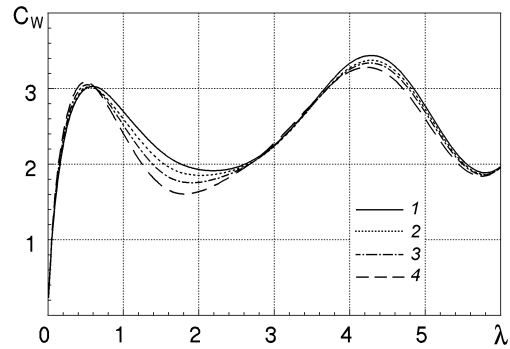
H – віддаль точки перетину продовження бічних стінок каналу AB і CD (див. рис. 1, б) від вільної поверхні. Індеси '0' і '1' біля порядку ν бesselевих функцій відносяться до значень $z = 0$ і $z = -1$ відповідно, штрих (\prime) у виразах I_ν і K_ν означає похідну по z функцій $I_\nu[(H+z)\zeta_k]$ і $K_\nu[(H+z)\zeta_k]$.

Аналогічно попередньому випадку для прямокутного каналу з (6), (12) одержується наступне представлення коефіцієнта опору рухомої області тиску у трапецієвидному каналі C_{WT} :

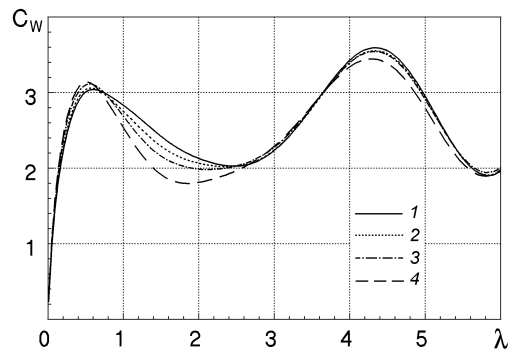
$$C_{WT} = -\frac{4}{b} \left\{ b_* b A_0 + \frac{2l}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} H^{q_k} \frac{\sin^2(k_* b)}{k^2} \times \right. \\ \left. \times \frac{A_{kr} \zeta_{kr}}{B_{kpr}} [1 - \cos(2\zeta_{kr} a)] \right\}. \quad (13)$$

4. РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

На основі розв’язків (11), (13) для коефіцієнта опору виконано ряд розрахунків для обох типів каналу та проведено порівняння відповідних результатів з метою визначення особливостей впливу трапецієвидності каналу на хвильовий опір, що діє на рухому область поверхневого тиску. За винятком порівняння каналів з рівними площами їх поперечного перерізу S_{Π} і S_T , всі розрахунки виконувались за умови, що обидва канали мають однакову ширину вільної поверхні та глибину.



a



b

Рис. 2. Залежність C_W від λ при $a = 1$, $b = 0.2$. Криві: 1 – $H = \infty$ (прямокутний канал), 2 – $H = 4$, 3 – $H = 2$, 4 – $H = 1.2$; $a - l = 3$; $b - l = 5$

Головним параметром, який визначає відмінність геометрії трапецієвидного каналу від прямокутного, є H , який може змінюватися (при однаковій глибині обох типів каналів) в межах $1 < H < \infty$. На рис. 2, а, б наведено приклади залежності коефіцієнтів C_W від λ для двох значень ширини каналів (для прямокутного перерізу C_{WT} це $C_{W\Pi}$, а для трапецієвидного відповідно C_{WT} ; в

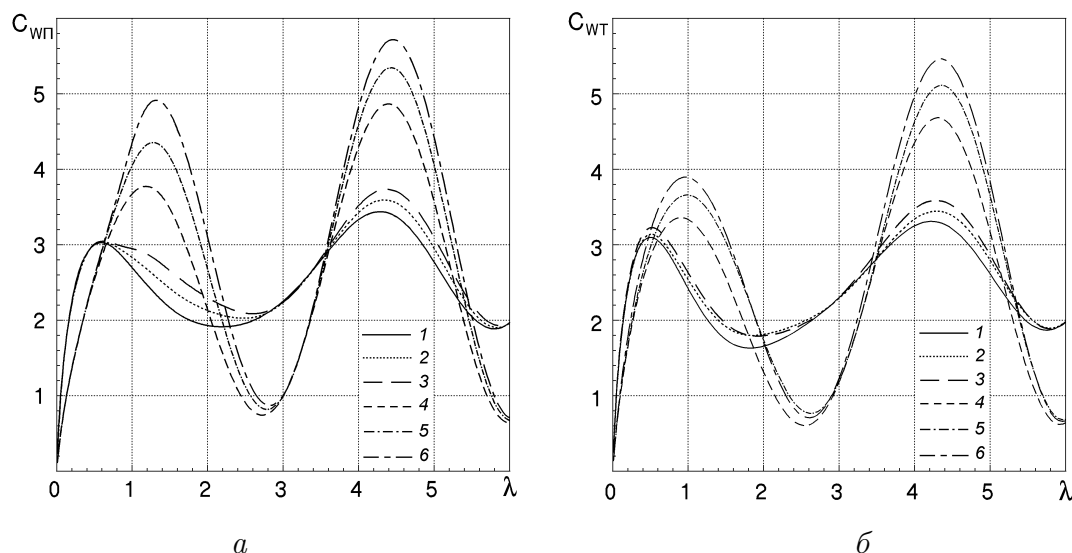


Рис. 3. Залежність C_w від λ при $a = 1$.
Криві: 1 – $l = 3$, 2 – $l = 5$, 3 – $l = 10$ при $b = 0.2$; криві: 4 – $l = 3$, 5 – $l = 5$, 6 – $l = 10$ при $b = 0.5$;
 $a - H = \infty$ (прямокутний канал); $b - H = 1.2$

останньому випадку розрахунки проводились для трьох значень H). Як видно, при рівній ширині водної поверхні каналів для значень H , близьких до одиниці, характер залежності C_{wT} хоч і близький до $C_{wП}$, але має менші значення в докритичному і білякритичному діапазонах швидкості і більші значення в діапазоні швидкостей, відповідних приблизно інтервалу $\lambda < 0.7$. При збільшенні величини H криві залежності C_{wT} рівномірно наближаються до кривих залежності $C_{wП}$, так що вже при $H = 4$ вони дуже близькі до випадку прямокутного каналу. У зв'язку з цим розрахунки C_w для трапецієвидного каналу виконувались при $H = 4$, $H = 2$ і $H = 1.2$, що дозволяє прослідкувати, в тому числі і близький до максимального, вплив трапецієвидності каналу.

Про вплив на величину опору ширини каналу та зміни ширини рухомої області при незмінній її довжині можна судити з рис. 3. Збільшення ширини каналу приводить до збільшення величин максимумів C_w і, в меншій мірі, мінімумів C_w в інтервалах λ , де має місце їх зростання і спадання. Це обумовлене, головним чином, тим, що наявність розриву в розподілі $P(x)$ на границях області приводить до генерації додаткових складових спектру генерованих хвиль, особливо коротких. Збільшення ширини рухомої області, крім очевидного збільшення C_w , виявило, що цей ефект приблизно однаковий в області докритичних швидкостей руху (в даному прикладі при $\lambda > 1.7$), а от в області критичних і надкритичних швидкостей

він може бути помітно слабшим у трапецієвидному каналі. Порівняння рис. 3, а, б показує, що максимуми C_w можуть бути більшими або меншими для обох типів каналів. Слід відмітити, що, якщо при збільшенні ширини водної поверхні каналу не змінювати кут скосу бічних стінок трапецієвидного каналу, то при цьому величина H пропорційно зростає, а вплив трапецієвидності швидко зменшується і C_{wT} прямує до значення $C_{wП}$. Тому для широких каналів впливом цього фактора на величину C_w можна знехтувати. Це перевірено відповідними розрахунками, які тут не наводяться.

Зі збільшенням довжини області при незмінній її ширині кількість інтервалів зростання і спадання C_w помітно збільшується. Про це свідчать результати розрахунків на рис. 4. Максимуми і мінімуми C_w при цьому можуть бути більшими або меншими відносно один одного в обох типах каналів.

Зменшення глибини каналів при незмінних інших параметрах задачі та незмінному куті нахилу бічних стінок трапецієвидного каналу (але не H) приводить до збільшення коефіцієнта опору та збільшення у виділеному інтервалі зміни λ кількості ділянок його зростання та спадання. Це добре видно з рис. 5. Цікаво, що у прямокутному каналі кожен наступний максимум C_w більше попереднього, в той же час як для трапецієвидного каналу другий максимум менше першого, після цього наступні максимуми ведуть себе подібно до прямокутного каналу. Такий же характер зміни C_w має

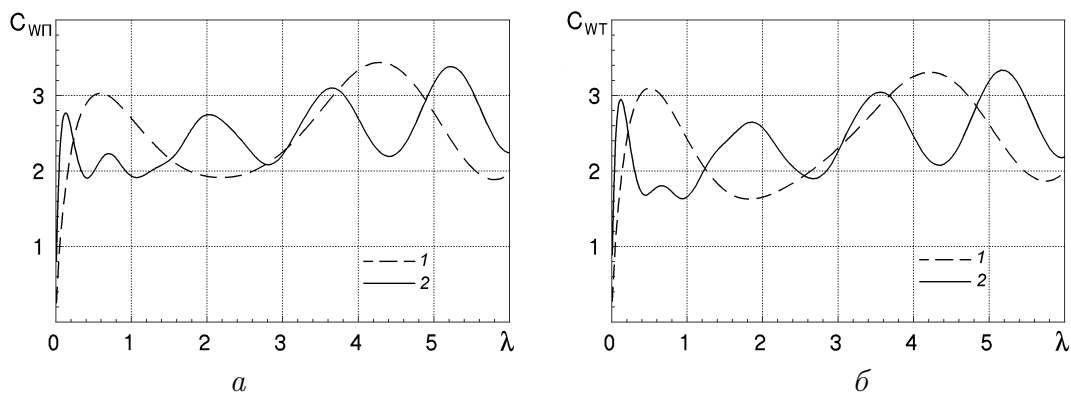


Рис. 4. Залежність C_w від λ при $l = 3$, $b = 0.2$.
Криві: 1 – $a = 1$, 2 – $a = 2$;
 $a - H = \infty$ (прямокутний канал); б – $H = 1.2$

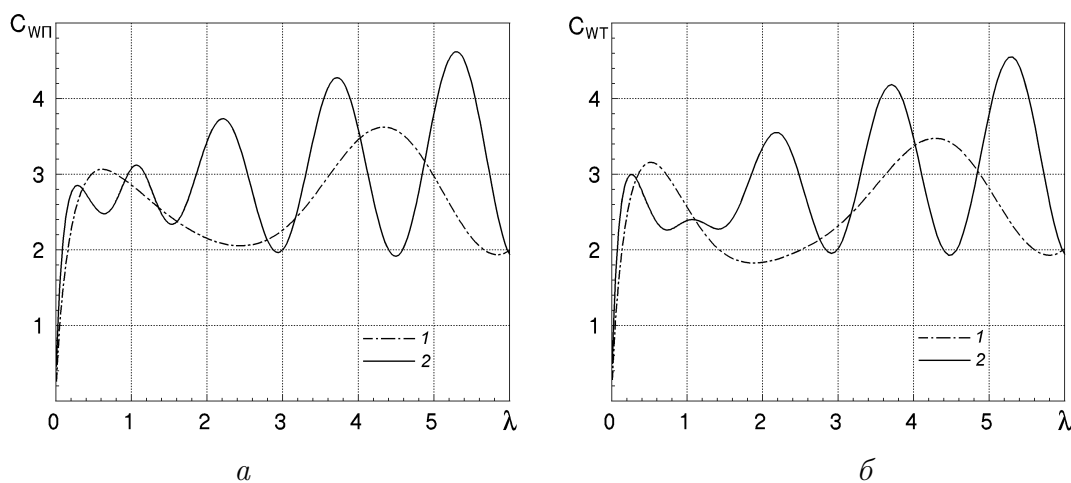


Рис. 5. Залежність C_w від λ при зменшенні глибини.
Криві: 1 – $l = 5$, $a = 1$, $b = 0.2$; 2 – $l = 10$, $a = 2$, $b = 0.4$;
 $a - H = \infty$ (прямокутний канал); б – крива 1 – $H = 1.2$, крива 2 – $H = 2.4$

місце і в схемі руху, відповідної рис. 4.

Становить інтерес порівняння C_{wp} і C_{wt} для випадку, коли площі поперечного перерізу обох каналів однакові. З представленого на рис. 6, а порівняння цих величин для прямокутного каналу і відповідного йому по площі перерізу трапецієвидного каналу, обчислених для продовгуватого тіла при двох значеннях довжини області, впливає, що величини C_w близькі, при цьому C_{wt} дещо більший від C_{wp} (на величину порядку кількох відсотків).

Для тіл з $a \sim b$ аналогічні розрахунки наведені на рис. 6, б для області тиску, в 2.5 рази ширшої, ніж відповідна рис. 6, а. З них видно, що різниця між C_{wt} і C_{wp} зростає і досягає величини більше десяти відсотків. При цьому в діапазоні швидкостей з $\lambda < 1$ в наведених розрахунках $C_{wt} > C_{wp}$, а в діапазоні $\lambda > 1$ наявні інтервали

λ , де $C_{wt} < C_{wp}$. Отже, в залежності від геометрії області тиску та значення λ величина C_w може бути більшою як в трапецієвидному, так і в прямокутному каналі. Для реальних суден в аналогічних ситуаціях C_{wt} більше від C_{wp} на 20-40% [3]. Це свідчить, що на величину хвильового опору рухомого судна істотний вплив має відношення площі поперечного перерізу корпусу судна до площі поперечного перерізу каналу. В розглянутій тут моделі рухомої області поверхневого тиску цей фактор відсутній.

ЗАКЛЮЧЕННЯ

У роботі виконані розрахунки величини хвильового поздовжнього коефіцієнта опору для стаціо-

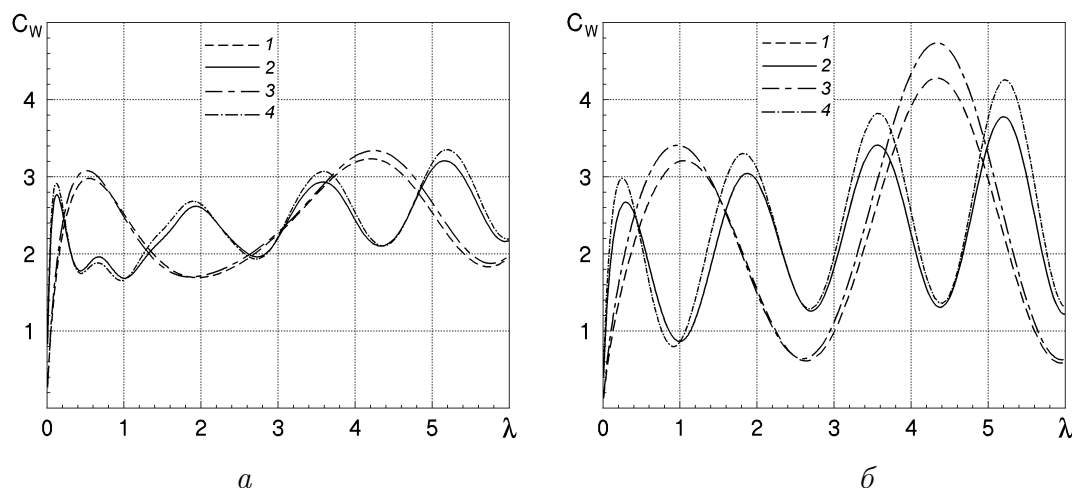


Рис. 6. Залежність C_w від λ при $S_{\Pi} = S_T$.
Криві: 1 – $a = 1$, 2 – $a = 2$ при $l = 2$ і $H = \infty$ (прямокутний канал); 3 – $a = 1$, 4 – $a = 2$ при $l = 3$ і $H = 1.5$ (трапецієвидний канал);
 $a - b = 0.2$; $b - b = 0.5$

нарно рухомої області поверхневого тиску, отриманої з лінійного розв'язку для двох типів каналів – з прямокутною та трапецієвидною формами їх поперечного перерізу. Досліджено вплив геометрії області тиску та каналів для режимів руху з $0 < \lambda \leq 6$ на величину та характер зміни хвильового гідродинамічного опору. Для визначення характеру впливу трапецієвидності форми каналу на величину C_w , розрахунки для цього типу каналу виконувались при величині параметра трапецієвидності $H = 1.2$, коли вплив цього фактора близький до максимального для будь-якої ширини вільної поверхні і глибини каналу.

В результаті виконаних чисельних експериментів можна зробити наступні висновки відносно характеру залежності коефіцієнта хвильового опору від параметрів задачі та режиму руху (числа λ), а також впливу трапецієвидності каналу на цю величину в порівнянні з прямокутним каналом.

1. Характерною особливістю залежності C_w від λ для обох типів каналів є наявність інтервалів його зростання і спадання, кількість яких зростає зі збільшенням довжини області тиску або глибини каналу (при збереженні кута нахилу його бічних стінок у випадку трапецієвидного каналу).

2. При однаковій ширині вільної поверхні і глибині обох типів каналів величина C_w змінюється так, що на окремих інтервалах λ мають місце відношення $C_{w\Pi} > C_{wT}$, на інших, навпаки, $C_{w\Pi} < C_{wT}$.

3. В розглянутому варіанті рівномірного розподілу тиску в рухомій області величина C_w збіль-

шується зі збільшенням ширини каналів, хоч градієнт цього зростання зменшується.

4. При зменшенні глибини каналу (у випадку трапецієвидного каналу при незмінному H) має місце зростання максимумів C_w на інтервалах їх зростання і спадання, при цьому кількість цих інтервалів у виділеному діапазоні зміни λ зростає.

5. Якщо канали обох типів мають однакову площу поперечного перерізу водного шару, величини $C_{w\Pi}$ і C_{wT} мають однаковий характер зміни і достатньо близькі значення. Для видовжених областей різниця цих значень складає кілька відсотків, для коротких ця величина зростає. Характерно, що $C_{wT} > C_{w\Pi}$ в докритичному діапазоні швидкостей, а в діапазоні білякритичних і понадкритичних швидкостей мають місце і інтервали λ , де $C_{wT} < C_{w\Pi}$.

В цілому, характер залежності C_w від λ для обох розглянутих типів каналів подібний. Величини $C_{w\Pi}$ і C_{wT} можуть бути не суттєво більшими або меншими одна від одної. Для трапецієвидних каналів з великими значеннями параметра H впливом скошу бічних стінок можна знехтувати. Для вузьких каналів зі значеннями H , близькими до одиниці, цей фактор, хоч і не сильно, впливає на величину хвильового опору, особливо для областей з $a \sim b$. Отже при імітації рухомого судна областю поверхневого тиску величина хвильового опору кількісно не зовсім відповідає його значенням для реальних суден. В реальних умовах, де має місце вплив наявності змоченого корпусу судна, ефект трапецієвидності помітно більший, причому

однозначно в сторону зростання C_{WT} порівняно з $C_{wп}$.

1. Sretensky L.N. On the Wave-making resistance of a Ship moving along in canal. // Philosophical Magazine.– 1936.– 7,22.– P. 1005-1013.
2. Сретенский Л.Н. О волновом сопротивлении судна, движущегося в канале. // В сб. Теоретический сборник ЦАГИ, вып. 4, Труды ЦАГИ.– 1937.– 301.– С. 20-21.
3. Войткунский Я.И. Сопротивление движению судов.– Л.: Судостроение, 1988.– 287 с.
4. Воробьев Ю.Л. Гидродинамика судна в стесненном фарватере.– С.Петербург: Судостроение, 1992.– 224 с.
5. Newman Y.N., Pote F.A.P. The wave Resistance of a Moving Pressure Distribution in a Canal. // Schiffstechnik.– 1962.– 45,9.– P. 21-26.
6. Eggers K. Uber die Ermittlung des Wellenwiderstandes eines Schiffmodells durch Analyse Wellensystems. // Schiffstechnik.– 1962.– 46,9.– P. 79-85.
7. Tuck E.O. Sinkage and trim in shallow water of finite width. // Schiffstechnik.– 1967.– 14,5.– P. 92-94.
8. Ільченко В.М., Стеценко О.Г. Поверхневі хвилі в каналі, утворені рухомою областю поверхневого тиску // ПГМ.– 2013.– 15(87),4.– С. 40-48.
9. Ertekin R.C., Webster W.C., Wehansen J.V. Waves caused by a moving disturbance in a shallow channel. // J. Fluid Mech.– 1986.– 69.– P. 275-292.
10. Pedersen G. Three dimensional wave patterns generated by moving disturbances in transcritical speeds. // J. Fluid Mech.– 1988.– 196.– P. 39-63.
11. Torsvik T., Pedersen G., Dysthe K. Influence of cross channel depth variation on ship wave patterns. // Mechanics and Applied Mathematics.– Dept. of Math. University of Oslo.– 2008.– P. 1-23.
12. Jovanovic M. Ship resistance in navigation canals. // Preprint.– University of Belgrade.– 2014.– P. 9.
13. Liu P.L.-F., Wu T.-R. Waves Generated by Moving Pressure Disturbances in Rectangular and Trapezoidal Channels. // Journal of Hydraulic Research.– 42(2).– 2004.– P. 163-171.
14. Мороз В.В., Кочін В.О. Виникнення та розвиток хвиль-солітонів перед судном, що рухається в каналі в діапазоні критичних швидкостей // Доп. НАН України.– 2005.– 1.– С. 50-54.
15. Стеценко О.Г., Ільченко В.М. Поверхневі хвилі за рухомою областю поверхневого тиску в каналі з трапецевидним поперечним перерізом // ПГМ.– 2014.– 16(88),4.– С. 66-78.