

УДК 532

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ КОРАБЕЛЬНИХ ХВИЛЬ ПРИ РУХОВІ СУДНА В УМОВАХ ОБМЕЖЕНОГО ФАРВАТЕРУ

В. О. ГОРБАНЬ, С. В. МАСЮК, В. І. НІКІШОВ

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

Одержано 08.07.2012

В роботі на основі чисельного методу граничних елементів проведені розрахунки хвиль та хвильового опору при русі судна типу “Wigley hull” з постійною швидкістю на мілкій воді та біля стінки. Поверхня судна та вільна поверхня дискретизуються трикутними або чотирикутними панелями. На вільній поверхні задовольняється гранична умова Даусона.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: метод граничних елементів, вільна поверхня, хвильовий опір

В работе на основе численного метода граничных элементов проведены расчеты волн и волнового сопротивления при движении судна типа “Wigley hull” с постоянной скоростью на мелкой воде и возле стенки. Поверхность судна и свободная поверхность дискретизируются треугольными или четырехугольными панелями. На свободной поверхности удовлетворяется граничное условие Даусона.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метод граничных элементов, свободная поверхность, волновое сопротивление

This paper presents a potential based boundary element method for solving a free surface flow problem for a ship moving with a uniform speed in shallow water and near the vertical wall. The surface of ship and free surface are discretized into flat quadrilateral or triangular elements. Dawson’s boundary condition is satisfied on the free surfaces.

KEY WORDS: boundary element method, free surface, wave resistance

ВСТУП

Морський та річковий флот займають важливе місце в загальному транспортному комплексі України. Потреби інтенсивного розвитку флоту можна задовольнити лише шляхом збільшення швидкості руху суден, будівництва нових та модернізації існуючих портів. При цьому необхідно пам’ятати про екологічні аспекти, пов’язані зі зростанням інтенсивності судноплавства та антропогенних навантажень на ріки та прибережні морські акваторії.

Враховуючи руйнівну дію корабельних хвиль, актуальними стають задачі мінімізації ерозії берегів, розробки нових типів суден з меншим хвилетворенням та нових конструктивних схем спеціальних захисних гідротехнічних споруд. Необхідно також створювати умови для безпечного судноплавства в річках, каналах та припортових акваторіях, підвищувати ефективність гідротехнічних споруд та збільшувати тривалість міжремонтного інтервалу їх експлуатації.

При плаванні на мілкій воді змінюється швидкість судна, його керованість, інерційно-гальмівні

характеристики, зростає рівень гідродинамічних навантажень на береги та гідротехнічні споруди, розташовані в прибережній зоні, трансформуються процеси відкладення наносів та замулення фарватеру. Це пов’язано перш за все з формуванням корабельних хвиль.

Умови мілководдя визначають залежності руху частинок води в хвильовому потоці. Радіус орбіти r , по якій рухаються частинки на поверхні води, дорівнює амплітуді хвилі, а на глибині z спадає по експоненціальному закону

$$r = r_0 \exp(-kz), \quad k = 2\pi/\lambda,$$

де λ – довжина хвилі.

Відомо, що при русі судна на глибині h , меншій ніж 2λ , необхідно враховувати вплив дна. Швидкість поширення хвиль у цьому випадку визначається за формулою

$$c = \sqrt{\frac{g}{2\pi} \lambda \operatorname{th} \left(\frac{2\pi}{\lambda} h \right)}.$$

Швидкість судна є критичною, якщо вона дорівнює швидкості поширення хвиль. Зокрема для мілкої води $V_{кр} = \sqrt{gh}$.

Процеси генерації корабельних хвиль визначаються формою обводів судна і залежать від швидкості судна та глибини акваторії. Ці залежності необхідно враховувати на стадії проектування корпусу судна, а також при його експлуатації. Одне з головних питань, яке необхідно вирішити, пов'язане з оцінкою повного опору судна із заданою формою корпусу. Для цього використовуються розрахункові методи і модельні випробування в дослідному басейні. Інше питання – це пошук форми обводів судна з найменшим хвильовим опором, що пов'язаний з генерацією хвиль при рухові судна. Для вирішення цього завдання проводиться ряд випробувань моделей суден з різними обводами корпусу. Розрахункові методи в цьому випадку, як правило, тільки задають напрямок, відповідно до якого потрібно змінювати форму корпусу, щоб зменшити опір судна.

Складність задачі визначення хвильового опору судна пов'язана з інтерференцією хвильових систем, головні з яких утворюються носовою та кормовою частинами судна. При рухові судна у спокійній воді з постійною швидкістю обидві хвильові системи рухаються разом з судном.

Визначенням хвильового опору судна займалися багато дослідників у різних країнах. Д. Г. Мічелл вперше розробив лінійну теорію хвильового опору і отримав формулу для хвильового опору тонкого судна при його рухові по поверхні ідеальної рідини нескінченної глибини [7]. Ним була отримана наближена залежність хвильового опору судна від форми поверхні корпусу (інтеграл Мічелла). В. Віглей [18] розробив серію моделей з аналітично заданими обводами, що дозволило достатньо точно обчислити інтеграл Мічелла і порівняти результати розрахунків з даними експериментів. Серійні експериментальні випробування Віглея показали, що інтеграл Мічелла дає прийнятні результати для моделей з малим відношенням ширини корпусу до його довжини при великій посадці судна. Однак розрахункові криві хвильового опору в цьому випадку характеризуються наявністю істотних локальних максимумів та мінімумів, які рідко зустрічаються в експериментальних даних.

Лінійній теорії хвильового опору присвячені роботи Дж. Лунде (Норвегія) [6], Дж. Ньюмана (США) [9, 10], М. Бешо (Японія) [2], Е. Така (Австралія) [11] та ін.

Вдосконалення обчислювальної техніки стимулювало розробку чисельних методів для визначення хвильового опору. З появою потужних комп'ютерів чисельні методи стали головним інструментом для розв'язання таких задач. Дж. Хесс і А. Сміт розробили чисельний метод визначення

поля швидкостей і тиску навколо зануреного тіла довільної форми [5]. Г. Е. Гедд [3] запропонував використовувати граничні елементи (панелі) для виконання граничних умов як на корпусі судна, так і на вільній поверхні рідини. С. Доусон розробив алгоритм для розрахунку хвиль і хвильового опору [4], який дає можливість врахувати умови розсіяння хвиль попереду судна і за судном. Робота Доусона стала базовою майже для всіх сучасних досліджень хвильового опору [1, 12–17].

Нижче на основі методу граничних елементів (МГЕ) побудовано чисельні алгоритми і проведені розрахунки хвиль та хвильового опору при рухові судна типу “Wigley hull” з постійною швидкістю на мілкій воді і біля стінки. Основна увага приділена аналізу процесів генерації корабельних хвиль для різних параметрів акваторії (зокрема при наявності вертикальних стінок) та різних швидкостей руху суден.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо обтікання тіла в ідеальній нестисливій рідині з вільною поверхнею. Позначимо область, у якій рухається тіло, через Ω , а її граничну поверхню – через S . В даному випадку S складається з поверхні тіла S_B та вільної поверхні рідини S_F : $S = S_B \cup S_F$. У випадку стаціонарної безвихрової течії (або руху тіла з постійною швидкістю) задачу можна описати за допомогою потенціалу $\varphi(\vec{x})$, де $\vec{x} = (x, y, z) \in \Omega$, який задовольняє рівнянню Лапласа:

$$\Delta\varphi(\vec{x}) = 0, \quad (1)$$

з граничною умовою непротікання на поверхні тіла:

$$\left. \frac{\partial\varphi(\vec{x})}{\partial n} \right|_{S_B} = \vec{V}_0 \cdot \vec{n}(\vec{x}_0), \quad (2)$$

$\vec{n}(\vec{x}_0) = [n_x, n_y, n_z]$ – одинична зовнішня нормаль до поверхні судна S_B ; $\vec{x}_0 = (x_0, y_0, z_0) \in S_B$; \vec{V}_0 – швидкість судна.

Гранична умова на вільній поверхні має вигляд

$$\nabla\tilde{\varphi} \cdot \nabla \left(\frac{1}{2} \nabla\tilde{\varphi} \cdot \nabla\tilde{\varphi} \right) + g \frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial z} = 0, \quad \text{при } z = \zeta, \quad (3)$$

де $\tilde{\varphi}(x, y, z) = -V_0 x + \varphi(x, y, z)$,

$$\text{а } \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right).$$

Запишемо потенціал $\tilde{\varphi}$ у вигляді суми потенціалів Φ “дубльованого тіла” (симетричного відносно

площини ватерлінії) та потенціалу φ^* , що враховує хвильові збурення:

$$\tilde{\varphi} = \Phi + \varphi^*. \quad (4)$$

Потенціал Φ задовольняє рівнянню Лапласа (1), граничним умовам на поверхні тіла (2) та умовам непротікання на вільній незбуреній поверхні:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \text{ при } z = 0. \quad (5)$$

Переходячи в (3) до диференціювання вздовж ліній течії та нехтуючи квадратами похідних φ^* , отримуємо:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial l} \left(\left(\frac{\partial \Phi}{\partial l} \right)^2 \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial l} \right) + g \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial z} = \\ = 2 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial l} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial l^2}, \text{ при } z = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

де l – координата вздовж лінії течії на вільній поверхні.

Гранична умова (6) була запропонована Доусоном [4].

Враховуючи, що $\tilde{\varphi}(x, y, z) = -V_0 x + \varphi(x, y, z)$, одержимо:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial l} \left(\left(\frac{\partial \Phi}{\partial l} \right)^2 \frac{\partial \varphi}{\partial l} \right) + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \\ = 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial l^2} \frac{\partial \Phi}{\partial l} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial l} + V_0 \cdot l_x \right) + V_0 \frac{\partial l_x}{\partial l} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial l} \right)^2, \end{aligned} \quad (7)$$

де $l_x = \partial x / \partial l$ – проекція на вісь x одиничного вектора дотичного до лінії течії.

Зауважимо, що $\partial \Phi / \partial l = V_l$, де V_l – швидкість вздовж лінії течії, отримана шляхом розв'язання рівняння (1) з граничними умовами (2) та (5). Враховуючи, що $\partial / \partial l = \partial / \partial x \cdot \partial x / \partial l = l_x \cdot \partial / \partial x$, отримуємо співвідношення:

$$\begin{aligned} 2V_l \frac{\partial V_l}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial l} + V_l^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial l} \right) + \frac{g}{l_x} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \\ = 2V_l \cdot (V_l + V_0 \cdot l_x) \frac{\partial V_l}{\partial x} + V_0 \cdot V_l^2 \frac{\partial l_x}{\partial x}. \end{aligned} \quad (8)$$

2. ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ

Розподілимо джерела інтенсивності $q(\vec{\xi})$ по поверхні S . Тоді значення потенціалу $\varphi(\vec{x})$ визначається через інтеграл по поверхні S :

$$\varphi(\vec{x}) = \int_S G(\vec{x}, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dS + C, \quad (9)$$

де функція Гріна

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}) = \frac{1}{4\pi r(\vec{x}, \vec{\xi})},$$

$$r(\vec{x}, \vec{\xi}) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}.$$

Оскільки на нескінченності виконується умова: $r \rightarrow \infty, \varphi \rightarrow 0$, то $C = 0$.

Якщо точка x_0 розташована на поверхні S , отримуємо:

$$\varphi(\vec{x}_0) = \int_S G(\vec{x}_0, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dS. \quad (10)$$

Звідки матимемо:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi(\vec{x}_0)}{\partial n} = \int_S G(\vec{x}_0, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dS, \quad (11) \\ 2V_l \frac{\partial V_l}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial l} + V_l^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial l} \right) + \frac{g}{l_x} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \\ = \int_S \left(V_l^2 \cdot G_{lx}(\vec{x}_0, \vec{\xi}) + 2V_l \frac{\partial V_l}{\partial x} \cdot G_l(\vec{x}_0, \vec{\xi}) + \right. \\ \left. + \frac{g}{l_x} G_z(\vec{x}_0, \vec{\xi}) \right) q(\vec{\xi}) dS. \end{aligned} \quad (12)$$

Тут $G_n(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ – похідна функції $G(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ по напрямку нормалі $\vec{n}(\vec{x}_0)$ до поверхні S , $G_z(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ та $G_l(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ – відповідно похідні функції $G(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ по z та по l , а $G_{lx}(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ – похідна функції $G_l(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ по x .

У випадку обмеженої глибини функцію Гріна $G(\vec{x}, \vec{\xi})$ можна побудувати, дзеркально відображаючи вільну поверхню та підводну частину судна відносно дна:

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}) = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{r(\vec{x}, \vec{\xi})} + \frac{1}{r'(\vec{x}, \vec{\xi}, h)} \right], \quad (13)$$

де

$$r(\vec{x}, \vec{\xi}) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2},$$

$$r'(\vec{x}, \vec{\xi}, h) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z + \zeta + 2h)^2}.$$

У випадку наявності вертикальної (берегової) стінки функція Гріна набуває вигляду:

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}) = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{r(\vec{x}, \vec{\xi})} + \frac{1}{r'(\vec{x}, \vec{\xi}, h)} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\tilde{r}(\vec{x}, \vec{\xi})} + \frac{1}{\tilde{r}'(\vec{x}, \vec{\xi}, h)} \right], \quad (14)$$

де

$$\tilde{r}(\vec{x}, \vec{\xi}) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y + \eta)^2 + (z - \zeta)^2},$$

$$\tilde{r}'(\vec{x}, \vec{\xi}, h) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y + \eta)^2 + (z + \zeta + 2h)^2}.$$

Чисельний алгоритм розв'язання системи інтегральних рівнянь (11)–(12) ґрунтується на апроксимації змоченої поверхні судна та вільної поверхні плоскими трикутними або чотирикутними панелями. При цьому вважається, що інтенсивності джерел на кожній панелі постійні і тому їх можна замінити одним джерелом, розташованим у геометричному центрі панелі [1].

Збурення вільної поверхні розраховується за формулою

$$\zeta(\vec{x}_0) = \frac{2V_0 \cdot V_x(\vec{x}_0) - V^2(\vec{x}_0)}{2g}, \quad (15)$$

де

$$\vec{V}(\vec{x}_0) = \left(\frac{\partial \varphi(\vec{x}_0)}{\partial x}, \frac{\partial \varphi(\vec{x}_0)}{\partial y}, \frac{\partial \varphi(\vec{x}_0)}{\partial z} \right).$$

Хвильовий опір судна розраховується як сума інтегралів по змоченій поверхні судна від динамічного та гідростатичного тисків. Його можна записати у наступному вигляді:

$$R_w = \frac{\rho}{2} \int_{S_B} \left(V_0^2 - \vec{V}^2(\vec{x}_0) \right) n_x(\vec{x}_0) dS + \frac{\rho g}{2} \oint_{WL} \zeta^2 n_x(\vec{x}_0) dL, \quad (16)$$

де $\oint_{WL} dL$ – інтеграл по ватерлінії судна, а $n_x(\vec{x}_0)$ – проекція нормалі до поверхні судна на вісь x .

Коефіцієнт хвильового опору C_w обчислюється як $2R_w / \rho V_0^2 \int_{S_B} dS$, де $\int_{S_B} dS$ – площа змоченої поверхні судна.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

Моделювання стаціонарних корабельних хвиль проводилось для судна типу “Wigley hull” при його

рухові в безграничній рідині. Таке судно в поперечному перерізі має параболічну форму бокової поверхні, яка описується рівнянням:

$$y = \pm \frac{B}{2} \cdot \left(1 - (2x/L)^2 \right) \cdot \left(1 - (z/T)^2 \right), \quad (17)$$

де L – довжина судна; B – максимальна ширина судна (у мідель шпангоуті); T – осадка. Співвідношення осей судна: $L/B = 10$, $B/T = 1.6$.

Вільна поверхня покривалась прямокутними панелями на ділянці від носа судна вгору проти течії по напрямку руху судна, а також на ділянці від корми судна вниз за течією в напрямку, протилежному рухові судна (рис. 1). Довжина кожної з ділянок – L , а ширина – $1.5L$. Також панелями покривалась ділянка вільної поверхні вздовж бортів судна. Поверхня судна покривалась панелями рівномірно по бортах. Кількість панелей на судні – 508, кількість панелей на вільній поверхні – 4620. У випадку руху судна біля стінки довжина ділянки за судном збільшувалася до $2.5L$.

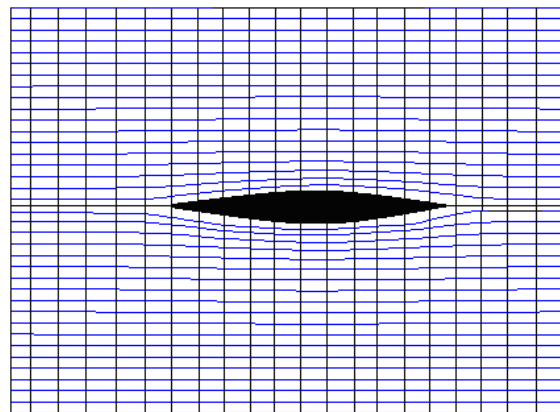


Рис. 1. Схема розбиття сітки на вільній поверхні

На рис. 2 представлені розрахунки залежностей хвильового опору від числа Фруда для судна типу “Wigley hull” у випадку акваторії зі скінченною глибиною. Розрахунки проводились при фіксованих диференті та просадці судна та для трьох різних співвідношень між осадкою судна T та глибиною води h , а саме: $\frac{h}{T} = 2$; $\frac{h}{T} = 3$; $\frac{h}{T} = 4$ та для випадку безмежної глибини води $\frac{h}{T} = \infty$.

Загальний ефект мілкої води – збільшення хвильового опору (порівняно з глибокою водою) для відносно невеликих чисел Фруда (в даному випадку – це діапазон $Fr = 0.3 \div 0.6$). При великих числах Фруда коефіцієнт хвильового опору судна на мілководді наближається до відповідних значень

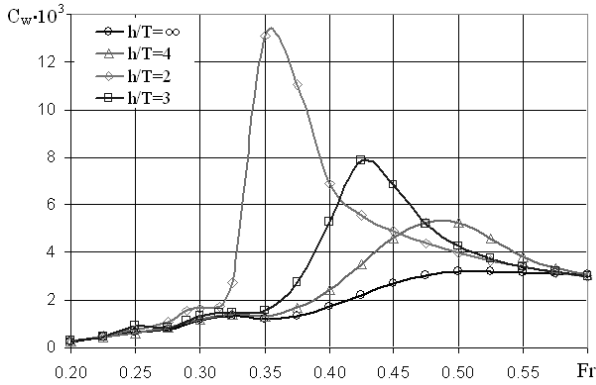
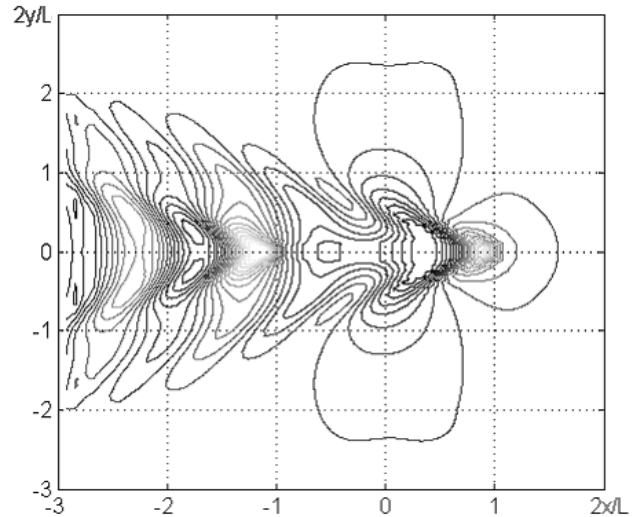


Рис. 2. Порівняння залежностей хвильового опору від швидкості судна типу “Wigley hull” при його русі на різних глибинах

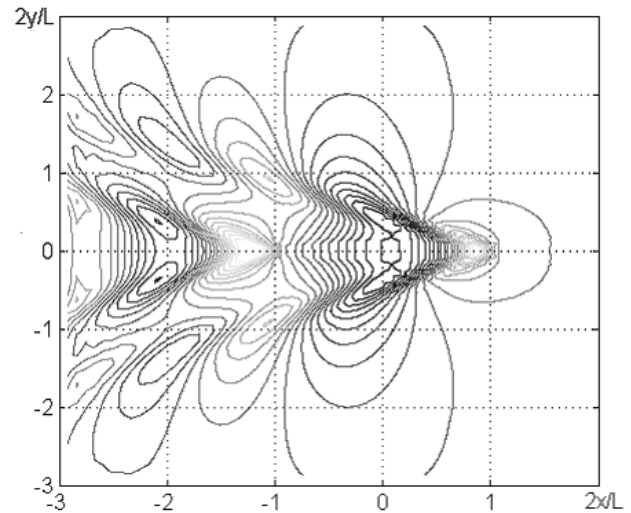
для необмеженої глибини води (тут при числах Фруда $Fr > 0.6$). На аналогічний ефект вказували раніше Мілфорд та Біван [8]. Діапазон чисел Фруда, в якому хвильовий опір зростає на мілкій воді порівняно з глибокою водою, залежить від співвідношення між осадкою судна T та глибиною води h . Максимуми на кривих хвильового опору відповідають числам Фруда по глибині, близьким до одиниці ($Fr_h = \frac{V_0}{\sqrt{gh}} \approx 1$). Чим менший зазор між поверхнею судна і дном, тим більший максимум хвильового опору.

На рис. 3–5 представлені хвильові картини (ізолінії вільної поверхні по глибині) для випадку руху судна на мілкій воді при різних по глибині числах Фруда (тут співвідношення глибини води та осадки судна $h/T = 3$). З рисунків видно, що кут Кельвіна (кут між діаметральною площиною судна та фронтом хвильової системи) спочатку збільшується зі зростанням швидкості руху судна (досягає максимального значення при $Fr_h = 1$), а потім зменшується. На рис. 3 показані ізолінії вільної поверхні для корабельних хвиль при малих числах Фруда. З цього рисунку добре видно систему розбіжних хвиль, що починається біля носа судна, та систему поперечних хвиль, що рухається за кормою судна. В цілому хвильові картини, представлені на даному рисунку, дуже схожі на ті, що спостерігаються при русі судна на глибокій воді [1, 13, 14].

На рис. 4 наведені ізолінії вільної поверхні для корабельних хвиль при числах Фруда по глибині, близьких до одиниці ($Fr_h \approx 1$). В цьому випадку всі хвильові ефекти зосереджені у відокремленій хвилі, що формується біля носа судна, та хвилі великої амплітуди, що утворюється за кор-



а



б

Рис. 3. Ізолінії вільної поверхні для корабельних хвиль при малих числах Фруда: а – $Fr = 0.30$, $Fr_h = 0.69$; б – $Fr = 0.35$, $Fr_h = 0.81$

мою судна. Тобто хвильова система вироджується у дві поперечні хвилі: носову та кормову, які по своїм властивостям близькі до так званих одиночних хвиль. На утворення цих хвиль витрачається багато енергії, а це, в свою чергу, викликає різке зростання хвильового опору. Характерно, що одиночна хвиля, один раз утворившись, не потребує затрати енергії на її підтримку і може розповсюджуватись попереду судна, якщо через тимчасову зміну швидкості воно відстає від одиночної хвилі. При $Fr_h > 1$ існування поперечних хвиль стає неможливим, тому залишаються тільки розбіжні хвилі. Фронт цих хвиль утворює з діаметральною

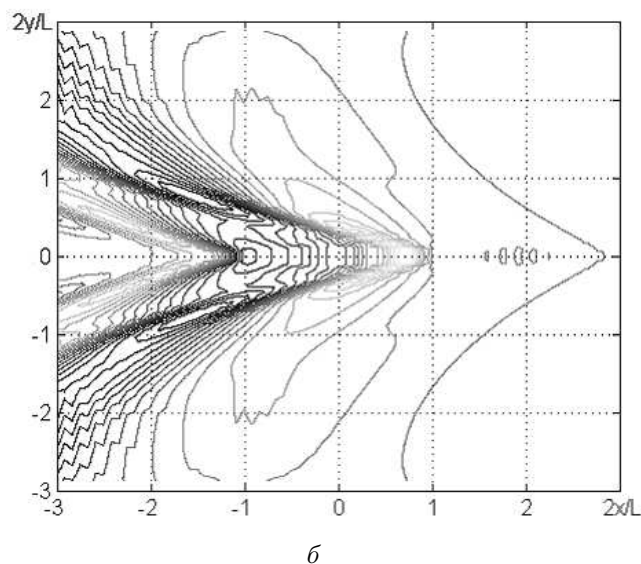
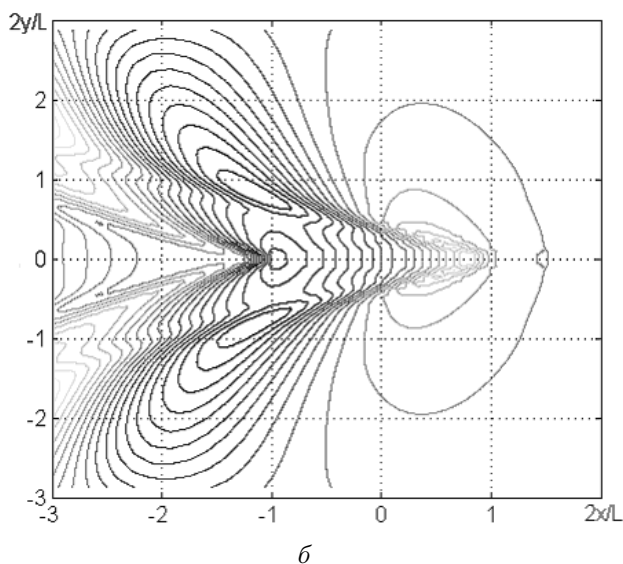
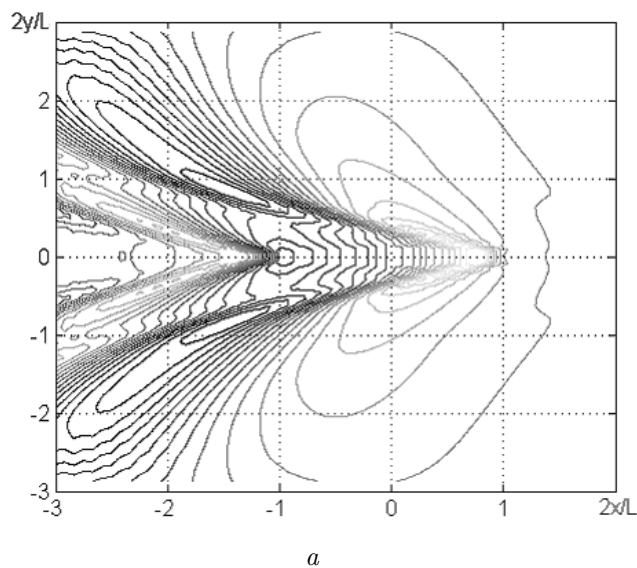
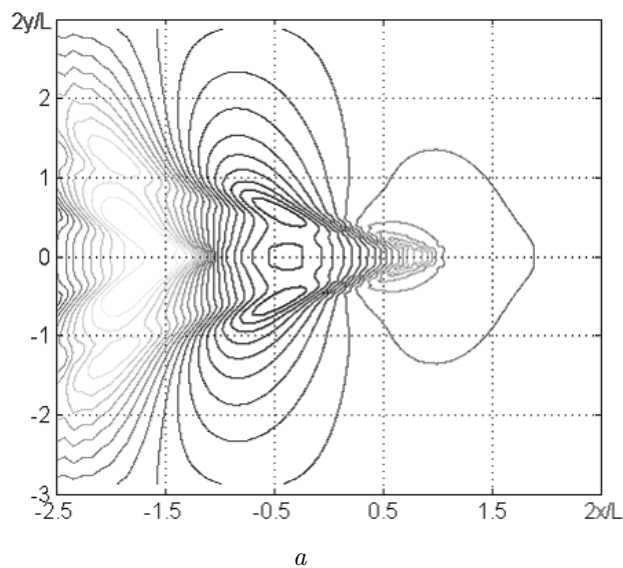


Рис. 4. Ізолнії вільної поверхні для корабельних хвиль по глибині, близької до 1, при числах Фруда: *a* – $Fr = 0.40$, $Fr_h = 0.92$; *б* – $Fr = 0.45$, $Fr_h = 1.04$

Рис. 5. Ізолнії вільної поверхні для корабельних хвиль по глибині, більшої 1, при числах Фруда: *a* – $Fr = 0.50$, $Fr_h = 1.15$; *б* – $Fr = 0.55$, $Fr_h = 1.27$

площиною судна кут, при якому швидкість розповсюдження цих розбіжних хвиль у напрямку, перпендикулярному до їх фронту, не перевищує критичну. З рис. 5 видно, що при $Fr_h > 1$ хвильова картина складається тільки з однієї системи розбіжних хвиль. В цілому результати, одержані у роботі, узгоджуються з результатами, одержаними в роботах [12, 15, 16].

На рис. 6–7 (ізолнії вільної поверхні) та 8 (вільна поверхня в аксонометрії) показані хвильові картини для випадку руху судна типу “Wigley hull” поблизу вертикальної стінки на двох різних відстанях до неї при різних числах Фруда по глибині

(тут співвідношення глибини води та осадки судна $h/T = 2$, а відстані від діаметральної площини судна до стінки складають $d = L/4$ та $d = L/8$).

Згідно представлених діаграм при відстані до стінки $d = L/4$ поперечні хвилі відбиваються від стінки (рис. 6 *a*, *б*). Оскільки при $Fr_h \approx 1$ (рис. 6, 8, *б*) дві системи поперечних та розбіжних хвиль фактично вироджуються в носову та кормову поперечні хвилі, відбивання хвиль від стінки у даному випадку не відбувається. При малих відстанях до стінки ($d = L/8$) відбивання хвиль від стінки взагалі відсутнє для всього діапазону швидкостей (рис. 7). Зазначимо, що при малих відстанях су-

дна до стінки хвильова картина аналогічна тій, що утворюється при рухові катамарана [17].

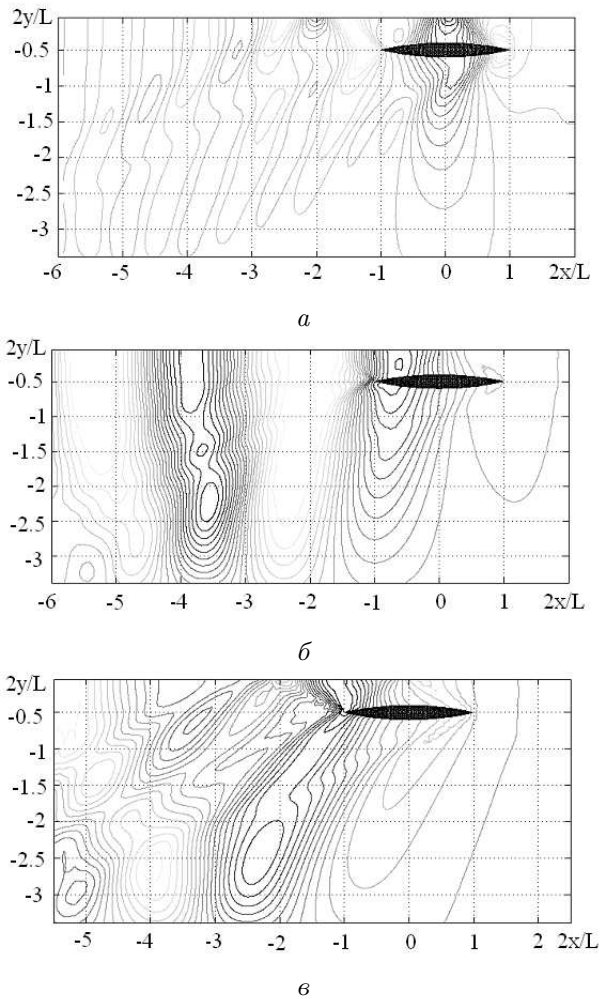


Рис. 6. Ізолінії вільної поверхні для корабельних хвиль при рухові судна біля стінки на відстані $d = L/4$ при різних числах Фруда:
 а – $Fr = 0.30$, $Fr_h = 0.85$; б – $Fr = 0.35$, $Fr_h = 1.0$;
 в – $Fr = 0.40$, $Fr_h = 1.13$

Картини деформацій вільної поверхні, наведені на рис. 8 (тут показано також положення площини ватерлінії судна), свідчать, що при великих числах Фруда ($Fr_h \geq 1$) хвилі, генеровані носовою частиною, значно менші від хвиль, що утворюються за кормою судна, в той час як при малих числах Фруда ($Fr_h \ll 1$) ці хвилі близькі за величиною.

Проведені розрахунки показали, що для берегової зони найбільш небезпечними є хвилі, що формуються при великих числах Фруда. Про це свідчать, зокрема, результати чисельного моделювання, наведені на рис. 9.

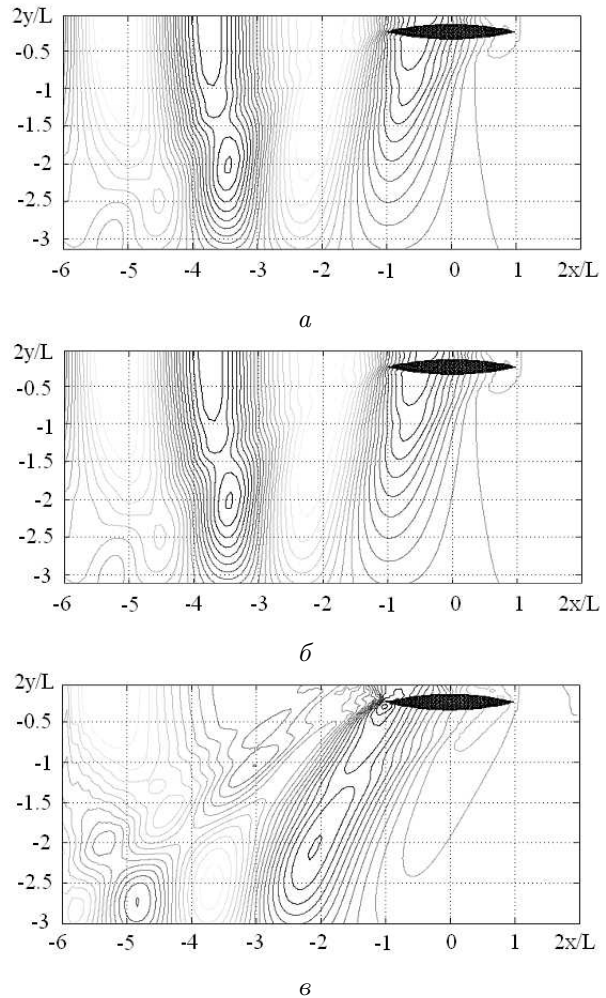


Рис. 7. Ізолінії вільної поверхні для корабельних хвиль при рухові судна біля стінки на відстані $d = L/8$ при різних числах Фруда:
 а – $Fr = 0.30$, $Fr_h = 0.85$; б – $Fr = 0.35$, $Fr_h = 1.0$;
 в – $Fr = 0.40$, $Fr_h = 1.13$

ВИСНОВКИ

У роботі побудована математична модель, яка описує стаціонарний рух тіла на вільній поверхні рідини, зокрема, суден з довільним подовженням та формою бокової поверхні і враховує хвилювання. На основі методу граничних елементів побудований чисельний алгоритм, який реалізує дану модель. Проведені розрахунки параметрів хвиль, що утворюються при рухові судна типу “Wigley hull” на мілкій воді та біля вертикальної стінки.

Одержані результати чисельного моделювання свідчать про значне зростання хвильового опору у випадку руху судна при обмеженій глибині во-

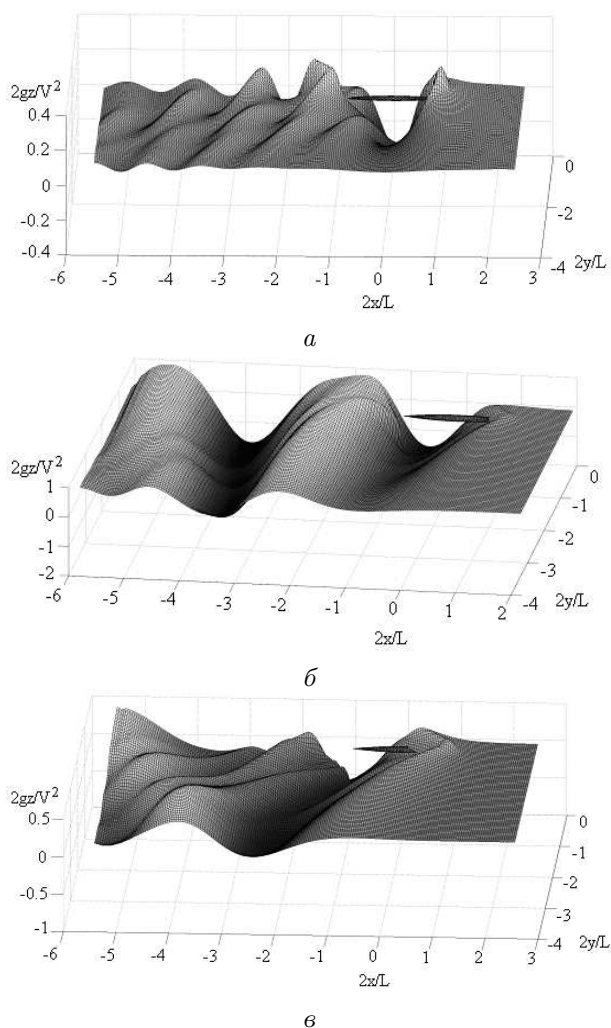


Рис. 8. Хвильові поверхні при рухові судна біля стінки на відстані $d = L/4$ при різних числах Фруда: а – $Fr = 0.30$, $Fr_h = 0.85$; б – $Fr = 0.35$, $Fr_h = 1.0$; в – $Fr = 0.40$, $Fr_h = 1.13$

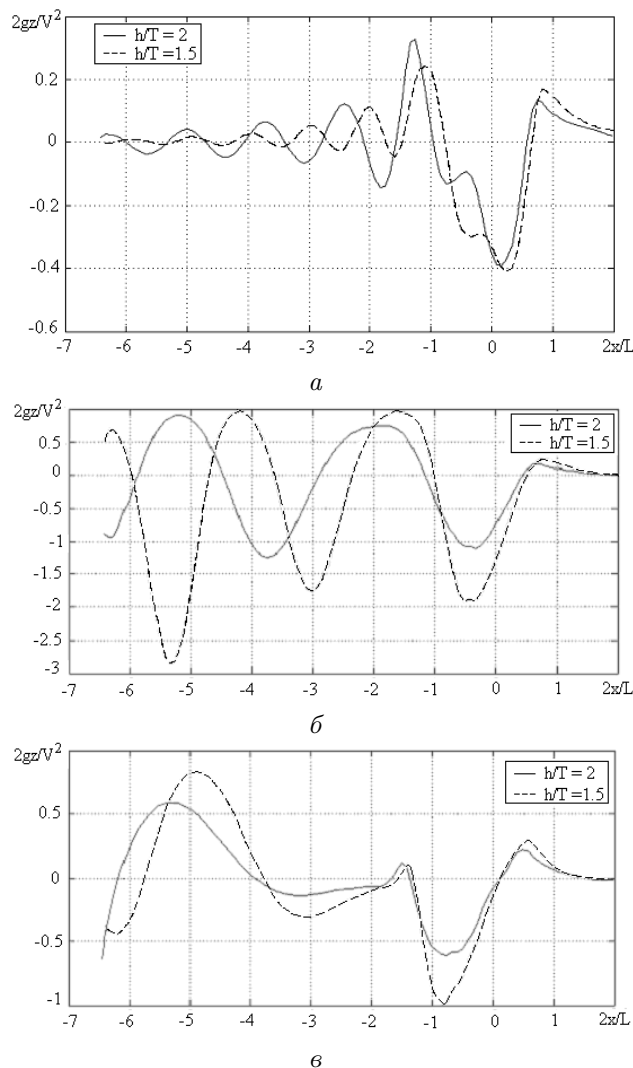


Рис. 9. Хвильові поверхні при рухові судна біля стінки на відстані $d = L/8$ при різних числах Фруда: а – $Fr = 0.30$, $Fr_h = 0.85$; б – $Fr = 0.35$, $Fr_h = 1.0$; в – $Fr = 0.40$, $Fr_h = 1.13$

ди і особливо на мілководді. Найбільші корабельні хвилі формуються в районі носа та корми судна. Вони значно перевищують інші хвилі, що утворюються за судном.

При рухові судна біля стінки формуються інтенсивні поперечні хвилі. Амплітуди хвиль за судном не зменшуються з наближенням до берегової стінки, а при великих швидкостях руху судна амплітуди хвиль біля берега зростають. Такі хвилі є найбільш небезпечними для берегової зони.

1. Горбань В.О., Горбань І.М., Масюк С.В., Нікішов В.І. Застосування методу граничних елементів для розрахунку корабельних хвиль // Прикладна гідромеханіка.– 2011.– 13(85),№ 4.– С. 22–29.

2. Bessho M. On a consistent linearized theory of the wave-making of ships // Journal of Ship Research.– 1994.– 38,№ 2.– P. 83–96.

3. Gadd G.E. A method for computing the flow and surface wave pattern around full forms // Trans. RINA 1976.– London, UK.– 1976.– P. 207–220.

4. Dawson C.W. A practical computer method for solving ship wave problems // In: Proceedings of Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics.– Berkeley.– 1977.– P. 30–38.

5. Hess J. L., Smith A. M. O. Calculations of nonlifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies // Journal of Ship Research.– 1964.– 8, N 2.– P. 22–44.

6. Lunde J.K. On the Linearized Theory of Wave Resistance for Displacement Ships in Steady and Accelerated Motion // Transactions of SNAME.– 1951.– 59.– P. 25–76.

7. *Michell J. H.* The Wave-Resistance of a Ship // Philosophical Magazine.– 1898.– 45, N 5.– P. 106–123.
8. *Millward, A., Bevan, M.G* Effect of shallow water on a mathematical hull at high subcritical and supercritical speeds // Journal of Ship Research.– 1986.– 30, N.2.– P. 85–93.
9. *Newman J. N.* Evaluation of the wave-resistance Green function: part 1 - the double integral // Journal of Ship Research.– 1987.– 31, N 2.– P. 79–90.
10. *Newman J. N.* Evaluation of the wave-resistance Green function: part 2 - the single integral on the centerplane // Journal of Ship Research.– 1987.– 31, N 3.– P. 145–150.
11. *Tuck E. O. and Scullen D. C.* A comparison of linear and nonlinear computations of waves made by slender submerged bodies // Journal of Engineering Mathematics.– 2002.– V.42, N. 3-4.– P. 255–264.
12. *Tarafder M. S.* Third order contribution to the wave-making resistance of a ship at finite depth of water // Ocean Engineering, Elsevier Science, UK.– 2007.– V. 34, N. 1.– P. 32–44.
13. *Tarafder M.S., Khalil G.M.* Numerical analysis of free surface flow around a ship in deep water // Indian Journal of Engineering and Materials Sciences.– 2004.– 11.– P. 385–390)
14. *Tarafder M.S., Khalil G.M.* Calculation of ship sinkage and trim in deep water using a potential based panel method // Int. J. of Applied Mechanics and Engineering, Poland.– 2006.– V. 11, N. 2.– P. 401–414.
15. *Tarafder M. S., Suzuki K.* Computation of free surface flow around a ship in shallow water using a potential based panel method // International Shipbuilding Progress.– 2006.– V. 53, N. 1.– P. 33–54.
16. *Tarafder M. S., Suzuki K.* Sinkage and trim of Series 60 hull at finite depth of water // International Journal of Applied Mechanics and Engineering, Poland.– 2007.– V. 12, N. 1.– P. 235–254.
17. *Tarafder M. S., Suzuki K.* Wave-making resistance of catamaran hull in shallow water using a potential based panel method // Journal of Ship Research.– 2008.– 52, N.1.– P. 16–29.
18. *Wigley W.C.S.* A Comparison of Experiment and Calculated Wave-Profiles and Wave-Resistances for a Form Having Parabolic Waterlines // P. r. o.– P. c.eedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character.1934144, N. 851144–159