

УДК 623.97

О.М. Майборода

**ГІДРОДИНАМІЧНА СТАБІЛІЗАЦІЯ РУХУ
СУПЕРКАВІТУЮЧИХ ПІДВОДНИХ ТІЛ**

З метою стабілізації руху суперкавітуючих підводних тіл використовується демпфувальна дія кормових пружних інтерцепторів, що глісують по поверхні каверни. Розглянуто гідродинаміку глісування поверхонь скінченного подовження у діапазоні до-, транс- і надзвукових швидкостей. Досліджено газодинамічні властивості води та отримано результати розрахунку нормальних сил на глісуючих інтерцепторах при числах $M \leq 1.5$.

Ключові слова: глісування, надвисокі швидкості, суперкавітуючі підводні тіла, стабілізація руху.

С целью стабилизации движения суперкавитирующих подводных тел используется демпфирующее действие кормовых упругих интерцепторов, глissирующих по поверхности каверны. Рассмотрена гидродинамика глissирования поверхностей конечного удлинения в диапазоне до-, транс- и сверхзвуковых скоростей. Исследованы газодинамические свойства воды и получены результаты расчета нормальных сил на глissирующих интерцепторах при числах $M \leq 1.5$.

Ключевые слова: глissирование, сверхзвуковые скорости, подводные тела, стабилизация движения.

For stabilizing of motion of supercavitating underwater bodies the damping action of elastic aft interceptors planing on the surface of cavity is used. The hydrodynamics of planing surfaces of the finite extension in the range up to-, trans- and supersonic speeds. Studied gas dynamic properties of water and the obtained results of calculation of normal forces on planing interceptors at Mach numbers $M \leq 1.5$.

Keywords: planing motion, supersonic speeds, submersible bodies, stabilization of motion.

Вступ. Технічним недоліком суперкавітуючих підводних тіл є власна нестійкість руху, оскільки прикладання сили опору в околі носової критичної точки виключає появу гідродинамічних демпфувальних сил. Забезпечити стабілізацію руху таких тіл можливо установленням кормових пружних пластин – інтерцепторів, що глісують по поверхні каверни і створюють гідродинамічне демпфування.

© Майборода О.М. , 2015

Максимальна досягнута швидкість тіл у воді складає 1550 м/с, і за відомими даними перспективним для створення надшвидкісних підводних засобів вважається діапазон швидкостей до 2000-2200 м/с, що відповідає числам $M \leq 1.5$ (число M – відношення швидкостей тіла і звуку у незбуреній рідині). За цих умов суттєво проявляється стисливість води, і процес глісування супроводжується відомими газодинамічними ефектами – стрибками ущільнення, ударними хвилями тощо.

Глісування по поверхні нестисливої рідини, тобто при числах $M \leq 0.3$, достатньо досліджено [1; 2]. Надшвидкісне глісування до цього часу не розглядалось за відсутністю прикладного інтересу.

Постановка завдання. Отже необхідним є дослідження гідродинамічних характеристик пластин скінченного подовження при глісуванні у діапазоні до-, транс- і надзвукових швидкостей з урахуванням газодинамічних властивостей води.

Результати досліджень. Розглядувана робота містить дослідження гідродинаміки надшвидкісного глісування із урахуванням стисливості води.

Глісування профілю зображено на рис. 1, де l_0 – довжина профілю, занурена відносно незбуреної поверхні рідини; l – змочена довжина профілю; ψ – кут диференту; V – швидкість руху.

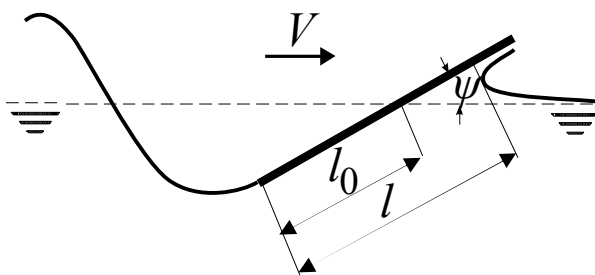


Рис. 1. Глісування плоского профілю

Приріст довжини l профілю відносно зануреної довжини l_0 відображає ефект носового підпору рідини. Зображений профіль є перерізом розглядуваної далі пластини із подовженням $\lambda \geq 0.01$ ($\lambda = \frac{l}{b}$, де b – ширина пластини), що глісує із швидкістю V і кутами диференту $\psi \leq 60^\circ$ при числах $M \leq 1.5$.

Прояв стисливості води має ряд характерних особливостей. У воді, як конденсованому середовищі, молекули знаходяться на близьких відстанях і мають сильну взаємодію. При стискуванні такого середовища швидко росте внутрішній тиск, що на відміну від газів має не теплову, а пружну природу.

При тисках до $3.0 \cdot 10^9$ Па внутрішня енергія води є пружною енергією, і рівняння стану води має ізентропійну форму Гета [3]

$$p = B(s) \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right], \quad (1)$$

де ентропійна функція $B(s)$ мало залежить від початкової ентропії S і можна прийняти $B = 2.987 \cdot 10^8$ Па в інтервалі температур від 0 до 60°C ;

ρ_0 – питома маса води, екстрапольована на нульовий тиск;

$n = 7.15$.

Тискам стискування $p < 3.0 \cdot 10^9$ Па відповідає діапазон чисел $M \leq 1.5$. Для наведеного діапазону відносяться всі подальші оцінки гідродинамічних характеристик глісуючої пластини.

При $B = \text{const}$ рівняння стану (1) приводиться до виду $p = p(\nu)$, де $\nu = \frac{1}{\rho}$ – питомий об'єм води. Отже для розглядуваних умов вода є баротропним середовищем, і її внутрішня енергія e являє собою суму двох функцій, одна з котрих залежить лише від питомого об'єму, а інша – лише від ентропії.

Рівняння стану (1) за наведених припущень можна привести до виду адиабати Пуассона

$$\frac{p+B}{p^n} = \frac{B}{p_0^n} = \text{const}. \quad (2)$$

Тоді, як відомо, рівняння Бернуллі для води буде відрізнятися від такого для газу додавкою величини B до тиску

$$\frac{v^2}{2} + \frac{n}{n-1} \frac{p+B}{\rho} = \text{const}. \quad (3)$$

Відповідно вирази для швидкості звуку та аналогічні відомим газодинамічним функціям питомої маси та тиску у випадку води мають вигляд

$$a = \sqrt{\frac{n(p+B)}{\rho}}, \quad (4)$$

$$\varepsilon(M) = \frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{n-1}{2} M^2\right)^{-\frac{1}{n-1}}, \quad (5)$$

$$\pi(M) = \frac{p+B}{p_0+B} = \left(1 + \frac{n-1}{2} M^2\right)^{-\frac{n}{n-1}}. \quad (6)$$

Дозвуковий режим. Характерною особливістю розподілу тиску на глісуючій пластині є наявність тільки додатних значень коефіцієнту тиску \bar{p} і чітко виражений максимум у критичній точці гальмування потоку. Як показано Кусукава [4], розподіл тиску на нижній поверхні плоского профілю в діапазоні $M \leq 1$ є афіноподібним. Отже, можна припустити, що і на глісуючій профілі розподіл тиску при дозвуковому обтіканні також буде афіноподібним із масштабом подібності k_M , що залежить від числа M . Отже величина k_M може бути визначена з рівняння ізоентропи у вигляді

$$k_M = \frac{2}{nM^2} \left[\left(1 + \frac{n-1}{2} M^2\right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right]. \quad (7)$$

Зіставлення запропонованої величини k_M для води та повітря із коефіцієнтом Прандтля-Глауєрта [5], що характеризує в лінійній теорії крила вплив стисливості при $M < 1$, а також відносна зміна експериментального значення коефіцієнта тиску на нижній поверхні крила в повітрі [5] наведені на рис. 2.

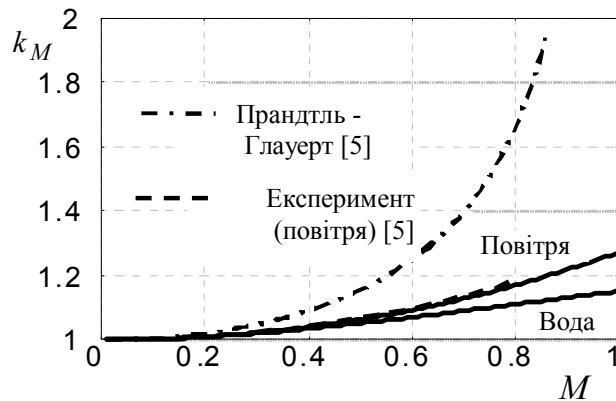


Рис. 2. Вплив числа M на зростання гідродинамічного навантаження профілю при дозвуковому обтіканні

Експеримент [5] показує задовільне узгодження із теоретичною оцінкою впливу стисливості через запропонований коефіцієнт подібності k_M (7).

Відсутність при глісуванні нелінійних ефектів крил скінченного розмаху дозволяє узагальнити відому теорію Юнга [5] на випадок глісування пластини скінченного розмаху. Відповідна узагальнена формула Юнга для коефіцієнта нормальної сили глісуючої із дозвуковою швидкістю пластини подовженням λ має вигляд

$$C_n^\psi = \frac{\pi C_{n0}^\psi}{\pi + 2\lambda C_{n0}^\psi}, \quad (8)$$

де C_{n0}^ψ – коефіцієнт нормальної сили глісуючого профілю ($\lambda = 0$) при відповіднім числі $M < 1$.

На глісуючій пластині обтікання у внутрішніх точках поверхні залишається дозвуковим при $M \leq 1$. У цьому ж діапазоні чисел M є справедливим вираз (7) для коефіцієнту k_M врахування впливу стисливості, отже при малих кутах ψ диференту маємо

$$C_{n0}^\psi = \frac{2\pi}{nM^2} \left[\left(1 + \frac{n-1}{2} M^2 \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right], M \leq 1. \quad (9)$$

Виходячи з припущення про афіноподібний розподіл коефіцієнтів тиску із зростанням числа M , можна отримати похідну коефіцієнта нормальної сили глісуючої пластини скінченного подовження λ при $M \leq 1$ і $\psi \geq 60^\circ$ у вигляді

$$C_n^\psi = \frac{\pi}{\frac{1}{k_\psi k_M} + 2\lambda}, M \leq 1, \psi \leq 60^\circ, \quad (10)$$

де коефіцієнт k_ψ враховує кут диференту згідно нелінійній теорії Л.І.Седова [6].

Розглянемо вплив стисливості на величину носового підпору рідини при дозвуковій глісуванні пластини скінченного подовження. У лінійному наближенні дозвукова безвихрова течія стислої рідини є потенціальною. Отже, у відомій моделі Вагнера [7] може бути використано модифікований вираз для потенціалу швидкості при ударі пластини у стисливій рідині, що відрізняється від потенціалу аналогічної течії нестислої рідини множителем Прандтля-Глауєрта [5].

Після розв'язання інтегрального рівняння занурення Вагнера, узагальненого в наведений спосіб на випадок дозвукового руху стислої рідини, можна отримати вираз для відносного носового підпору при глісуванні

$$\frac{l}{l_0} = \frac{1}{\sqrt{1-M^2}} \left(\frac{l}{l_0} \Big|_{M=0} + 1 \right) - 1, M < 1. \quad (11)$$

У теорії крила метод Прандтля-Глауєрґа вважається справедливим до критичного значення числа $M_{кр}$. У випадку глісування плоскої пластини $M_{кр} = 1$, і очевидно є фізична некоректність виразу (11) при числах M що є близькими до 1. Можна припустити, що заміна в (11) коефіцієнту Прандтля-Глауєрґа на величину k_M (7), яка була успішно використана вище при визначенні навантаження (рис. 2), буде оправданою і в цьому випадку. Отже, вираз для відносного носового підпору при числах $M \leq 1$ буде мати вигляд

$$\frac{l}{l_0} = \frac{3 + \sqrt{1 + \frac{1}{\lambda_0}}}{nM^2} \left[\left(1 + \frac{n-1}{2} M^2 \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right] - 1, M \leq 1. \quad (12)$$

Афіноподібний характер розподілу коефіцієнтів тиску із зростанням числа M дозволяє припустити зберігання відносного положення центра тиску. Оскільки при нульовій нормальній силі на глісуючій пластині поздовжній момент дорівнює нулю, то фокус по куту диференту співпадає із центром тиску.

Коефіцієнт опору тиску глісуючої пластини при $M \leq 1$ визначається за відомим означенням

$$C_{xp} = C_n^\psi \psi \sin \psi, \quad (13)$$

де C_n^ψ приймається у відповідності із (10), а коефіцієнт опору тертя можна оцінити за формулою Прандтля-Шліхтінґа з поправкою на стисливість [5].

Надзвуковий режим. При глісуванні із надзвуковою швидкістю перед пластиною рухається стрибок ущільнення. Ізоентропний характер рівняння стану води (1) дозволяє розглядати цей стрибок у квазіакустичному наближенні і використовувати основні співвідношення, що відрізняються від відомих для газу тільки додаванням до тиску величини B . Натомість додатковою складністю є необхідність урахування вільної межі рідини.

У точці перетину фронту стрибка із вільною межею відходить центрована хвиля розрідження Прандтля-Майєра, і потік повертає у напрямку вільної межі [8]. Така задача має автомодельний розв'язок тільки для достатньо слабкого стрибка, швидкість середовища за яким є звуковою або надзвуковою [9].

Наскільки відомо, розв'язок задачі про надзвукове обтікання тіла скінчених розмірів рідиною із вільною межею до цього часу не отримано. В усякому разі формулювання подібних задач має містити вибір можливої конфігурації стрибків ущільнення, приналежності стрибків до сильного або слабкого типів, а також критерію існування усталеного обтікання. Правильність вибору того чи іншого варіанту визначається остаточно відповідністю отриманого розв'язку дійсній картині обтікання та результатам експерименту.

Розглянемо виконання наведених вище умов єдиності розв'язку стосовно до розглядуваної задачі про надзвукове глісування. З огляду на складність проблеми спочатку проаналізуємо спрощений випадок – глісування плоского профілю, тобто пластини нескінченного розмаху або нульового подовження.

Оскільки на плоскім профілі за приєднаним стрибком відсутнє подальше збільшення тиску, то можна прийняти приєднаний стрибок таким, що належить слабкому типу. З урахуванням відсутності змішаного обтікання профілю і пов'язаної із цим нестійкості припустимо існування квазіусталеного розв'язку задачі.

У загальному випадку можливі три характерні області обтікання глісуючого профілю при $M > 1$:

$1 < M < M'$ – обтікання із від'єднаним стрибком ущільнення, де M' – число M , коли максимальний кут повороту у стрибку дорівнює куту диференту профілю;

$M' \leq M \leq M''$ – обтікання із приєднаним криволінійним стрибком ущільнення, де M'' – число M , коли швидкість за стрибком стає надзвуковою;

$M > M''$ – надзвукове обтікання за приєднаним косим стрибком ущільнення.

Як показано в ряді робіт по надзвуковим газовим струменям [10], оцінка граничних кутів відхилення потоку у приєднаним стрибку ущільнення зберігається і для течій із вільною межею. За цих припущень було виконано наближений розрахунок кутів повороту потоку та нахилу стрибка ущільнення у воді при $M \leq 1.5$.

На рис. 3 наведено кути α відхилення потоку води у стрибку ущільнення із кутом нахилу β при різних числах M , а на рис. 4 – залежність числа M' , при яким із зростанням швидкості стрибок приєднується до профілю, від кута диференту ψ . На рис. 4 додатково наведено відповідну залежність для повітря, що у порівнянні підкреслює винятково малу стисливість води. Як можна бачити, плоский глісуючий профіль при кутах диференту $\psi > 2.6^\circ$ у розглядуваному діапазоні швидкостей руху $M \leq 1.5$ завжди обтікається із від'єднаним стрибком ущільнення.

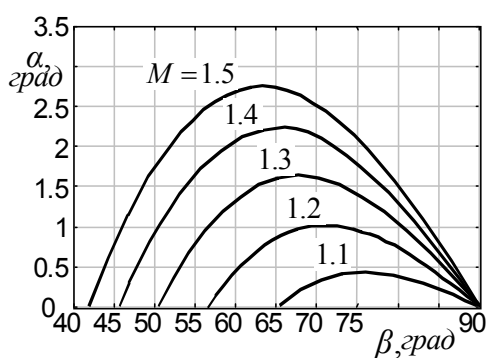


Рис. 3. Залежність кута відхилення потоку води у стрибку ущільнення від кута нахилу стрибка

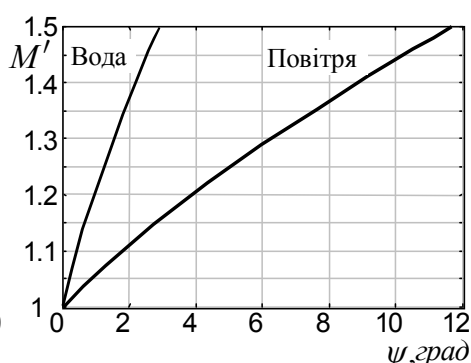


Рис. 4. Залежність числа M' приєднання стрибка ущільнення у воді та повітрі від кута диференту профілю

У застосуваннях теорії течій стисливих середовищ велике значення мають закони подібності. Зокрема, термодинамічні властивості середовища враховуються фундаментальним термодинамічним параметром Γ [9].

$$\Gamma = \frac{a^4}{v^3} \left. \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} \right|_s - 1, \quad (14)$$

де a – швидкість звуку;

v – питомий об'єм, і похідна береться при сталій ентропії S . Для досконалого газу із сталими теплоємкостями параметр Γ є сталим і дорівнює показнику адіабати k .

Для води величина n у рівнянні Тета (1) формально має смисл показника адіабати, але не є відношенням теплоємкостей. Проте, безпосередньо диференціюючи рівняння стану (1) і підставляючи в (14) вираз (4) для швидкості звуку у воді, можна показати, що для води при $p < 3 \cdot 10^9$ Па параметр Γ також є сталим і дорівнює n . Отже, для води у межах справедливості рівняння стану Тета можуть застосовуватись закони подібності динаміки досконалого газу при заміні в критеріях подібності показника k адіабати газу на величину n . Ця обставина дозволяє використовувати для води результати точних розв'язків і експериментів, отриманих для подібних течій газу. Зокрема, наближена оцінка режиму приєднання стрибка ущільнення у воді, що зображена на рис. 4, по значенню критерію подібності Кармана-Ченя задовільно узгоджується із розв'язком аналогічної задачі, отриманим Вінценті та Вагонером [11] методом годографа.

Профіль із від'єднаним стрибком ущільнення. Розглянемо глісування профілю при $1 < M < M'$ (рис. 5), коли стрибок ущільнення C є від'єднаним і взаємодіє із вільною межею A рідини.

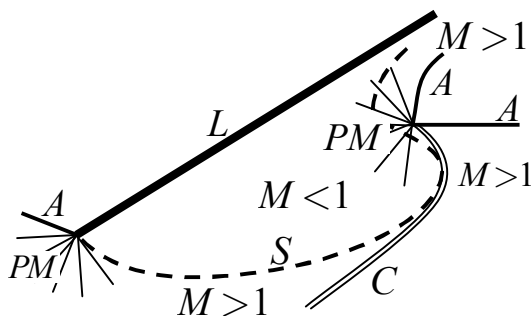


Рис. 5

Стрибок є скривленим і в опуклій головній частині, поверненій у напрямку руху профілю L , є прямим. Надзвуковий потік у головній частині стрибка перетворюється в дозвуковий. У напрямку від головної частини інтенсивність стрибка зменшується, потік за ним залишається надзвуковим, і стрибок вироджується у слабкий розрив. Від вільної межі стрибок відбивається центрованою хвилею розрідження PM , що викривляє та ослаблює його, і потік в околі межі залишається надзвуковим. У точці відбиття тиск зменшується до незбуреного значення, а деформація вільної межі визначається відстанню від стрибка до обтічного профілю, так званою товщиною ударного шару.

Товщина ударного шару визначається параметром Γ (14) та числом M і за інших рівних умов у воді є більшою, ніж у повітрі. При малій товщині ударного шару (число M близько до значення M') в точці відбиття стрибка вільна межа різко викривляється [10], утворюючи бризковий струмінь. При більшій товщині ударного шару збурення вільної межі є незначним (випадок, близький до автотельного) і їм можна знехтувати [3].

Глісуючий профіль обтікається дозвуковим потоком. Спереду він обмежується прямим стрибком ущільнення, позаду – лініями PM течії розширення Прандтля-Майєра. Від надзвукових течій внизу і у вільній межі дозвуковий потік відмежує лінія S контактного розриву.

При оцінці навантаження профілю припустимо, що дозвуковий потік на профілі умовно має швидкість на нескінченості із числом M за прямим стрибком ущільнення. Таке не зовсім строге припущення, відоме як принцип відповідності, наближено виконується для достатньо великої товщини ударного шару за відсутності на обтічній тілі надзвукових зон [12]. Отже, можна із достатньою для інженерних застосувань точністю отримати з формули Релея вираз для величини k_M , що показує

відносну зміну коефіцієнта нормальної сили глісуючого профілю під впливом числа M ,

$$k_M = \frac{2}{nM^2} \left[\frac{\left(\frac{n+1}{2}M^2\right)^{\frac{n}{n-1}}}{\left(\frac{2nM^2}{n+1} - \frac{n-1}{n+1}\right)^{\frac{1}{n-1}}} - 1 \right], 1 < M < M' \quad (15)$$

Вираз (15) є достатньо справедливим в усьому діапазоні чисел $M \leq 1.5$ при кутах диференту $\psi > 2.6^0$.

Для прийнятих припущень можна вважати, що у діапазоні $1 < M < M'$ зміна відносного розташування центра тиску глісуючого профілю буде незначним. За даними Вінченці та Вагонера [11], наприклад, в указаному діапазоні зміщення центра тиску до задньої крайки складає 4 % хорди.

Профіль із приєднаним стрибком ущільнення. При числі $M = M'$ стрибок ущільнення приєднується до профілю у точці його перетину із незбуреною вільною межею. У наближенні ідеальної рідини критична точка гальмування на профілі є відсутня [13]. Течія за стрибком при $M = M'$ є дозвуковою і в подальшому із зростанням швидкості руху при $M = M''$ стає надзвуковою. Величина інтервалу $\Delta M = M'' - M'$ залежить від числа M набіжного потоку і для $M \leq 1.5$ у воді не перевищує значення 0.05. За малості інтервалу ΔM із достатньою для практичних застосувань точністю можна прийняти $\Delta M = 0$ і як число M_s приєднання стрибка, коли швидкість за стрибком стає надзвуковою, вважати значення $M_s = M'$.

Отже для розрахунку похідної коефіцієнта нормальної сили глісуючого плоского профілю при обтіканні із скінченим кутом диференту надзвуковим потоком за приєднаним стрибком ущільнення може бути використано відомий вираз

$$C_n^\psi = \frac{4}{\psi(n+1)} \left(\sin^2 \beta - \frac{1}{M_2} \right), M_s \leq M \leq 1.5, \quad (16)$$

де кут β нахилу стрибка ущільнення визначається із рівняння

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2[(M^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \beta - 1]}{[(n-1)M^2 + 2] \operatorname{tg}^3 \beta + [(n+1)M^2 + 2] \operatorname{tg} \beta}. \quad (17)$$

На рис. 6 в критеріях транззвукової подібності

$$\overline{C_n^\psi} = (n+1)^{\frac{1}{3}} \alpha^{\frac{1}{3}} C_n^\psi \quad (18)$$

та

$$\overline{M} = \frac{(n+1)^{\frac{1}{3}}}{\psi^{\frac{2}{3}}} \left(\frac{M}{\sqrt{\frac{n+1}{2} - \frac{n-1}{2} M^2} - 1} \right). \quad (19)$$

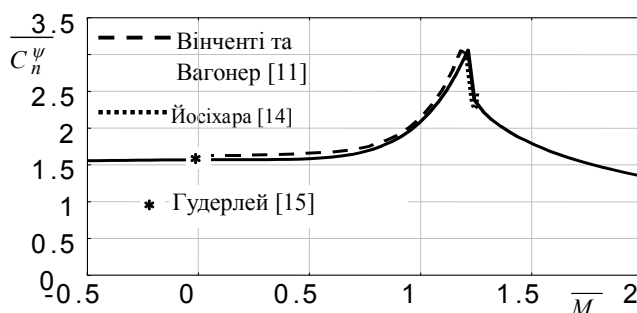


Рис. 6. Гідродинамічні характеристики профілю при транззвуковому тлісуванні із малими кутами диференту

результати розрахунку за запропонованою методикою навантаження на глісуючим профілі при малих кутах диференту в діапазоні $0.95 \leq M \leq 1.25$ порівнюються із результатами Вінченці та Вагонера, Гудерлея и Йосіхари. У прийнятих позначеннях режими руху при M' і M'' відповідають значенням критерію $\overline{M} = 1.18$ і $\overline{M} = 1.26$, режим при $M = 1$ відповідає значенню $\overline{M} = 0$.

Вінченці і Вагонер [11] на основі чисельного розв'язку рівняння Трікомі дослідили обтікання тонкого клину із від'єднаним стрибком ущільнення при $0 < M < 1.05$ і експериментально підтвердили свої результати. Йосіхара [14] отримав наближений розв'язок рівняння годографа для обтікання тонкого клину в діапазоні режимів $1.18 \leq \overline{M} \leq 1.26$, тобто із початку приєднання стрибка ущільнення, коли швидкість за ним ще залишається дозвуковою, до формування приєданого косоного стрибка із надзвуковою швидкістю на клині. У діапазоні $1.05 \leq \overline{M} \leq 1.18$, тобто при наближенні до нуля товщини ударного шару перед приєднанням стрибка, на рис. 6 наведено інтерпольовані значення $\overline{C_n^\psi}$. Оскільки в лінійній теорії надзвукового обтікання прийнято вважати, що навантаження розподіляється порівну між нижньою та верхньою частинами профілю, результати работ [11] и [14] зображено на рис. 6 для половини розрахунку-

кового навантаження клину. Наведені на рис. 6 розрахункові значення $\overline{C_n^\psi}$ для надзвукового обтікання за приєднаним стрибком ущільнення при $\overline{M} > 1.26$, що отримані із використанням співвідношення (16), практично співпадають із наведеними в монографії Гудерлея [12]. Точкою на рис. 6 показано результат Гудерлея [15] для обтікання нижньої поверхні пластини при $M = 1$.

Як видно на рис. 6, отримані у даній роботі розрахункові оцінки для навантаження плоского профілю, глісуючого при $M \leq 1.5$, задовільно узгоджуються із відомими теоретичними результатами та можуть бути використані для розрахунку гідродинамічних характеристик глісуючої пластини.

При $M \geq M''$ центр тиску глісуючого профілю зміщується до середини змоченої довжини. В діапазоні $M' \leq M \leq M''$ відносне розташування центра тиску може бути уточнено інтерполяванням на основі відомих положень щодо безперервності процесу наближення і приєднання стрибка із зростанням швидкості потоку [12].

Пластина скінченного подовження. Визначимо величину носового підпору рідини при надзвуковому глісуванні пластини скінченного подовження. Течія за від'єднаним стрибком ущільнення у воді в гідроакустичному наближенні є ізоентропійною і, отже, потенціальною. Отже при достатньо великій товщині ударного шару носовий підпір рідини у дозвуковому потоці, що обтікає глісуючий профіль за стрибком ущільнення, можна оцінити як для руху профілю при $M \leq 1$ із заміною коефіцієнту Прандтля-Глауерта в (11) на величину k_M (15)

$$\frac{l}{l_0} = \frac{3 + \sqrt{1 + \frac{1}{\lambda_0}}}{nM^2} \left[\frac{\left(\frac{n+1}{2}M^2\right)^{\frac{n}{n-1}}}{\left(\frac{2nM^2}{n+1} - \frac{n-1}{n+2}\right)^{\frac{1}{n-1}}} - 1 \right], 1 \leq M < M_s. \quad (20)$$

Вираз (20) є достатньо справедливим в усьому діапазоні чисел $M \leq 1.5$ при кутах диференту $\psi > 2.6^\circ$.

При надзвуковій обтіканні ідеальною рідиною за приєднаним стрибком ущільнення на глісуючій профілі є відсутньою критична точка гальмування [13] і, отже, немає носового підпору рідини.

Урахування впливу скінченності подовження на гідродинамічне навантаження глісуючої пластини при надзвуковому обтіканні із від'єднаним стрибком ущільнення може бути виконано за узагальненою формулою Юнга (3), а із приєднаним стрибком – за методом Хілтона [5]:

із від'єднаним стрибком ущільнення при $1 < M \leq M_s$

$$C_{n\lambda}^\psi \Big|_M = \frac{\pi k_\psi k_M C_{n\lambda=0}^\psi \Big|_{M=0}}{\pi + 2\lambda k_\psi k_M C_{n\lambda=0}^\psi \Big|_{M=0}}, \quad (21)$$

із приєднаним стрибком ущільнення при $M_s \leq M \leq 1.5$

$$C_{n\lambda}^\psi \Big|_M = \frac{4}{\psi(n+1)} \left(\sin^2 \beta - \frac{1}{M^2} \right) \left[1 - \frac{1}{2R} \right], \quad R = \lambda \sqrt{M^2 - 1} > 1,$$

$$C_{n\lambda}^\psi \Big|_M = \frac{4}{\pi\psi(n+1)R} \left(\sin^2 \beta - \frac{1}{M^2} \right) \times \quad (22)$$

$$\times \left[(2R-1)\arcsin R + R(R-2)\ln \frac{1+\sqrt{1-R^2}}{R} + \right.$$

$$\left. + (1+R)\sqrt{1-R^2} \right] 0.5 < R \leq 1.0.$$

Для прийнятих припущень можна вважати, що врахування впливу скінченності подовження глісуючої пластини на відносне розташування центра тиску в діапазоні режимів $0 < M \leq M_s$ наближено можна оцінити методами, що є прийнятими для нестисливої рідини, а для режимів $M > M_s$ центр тиску розташовується на середині змоченої довжини.

На рис. 7 і рис. 8 зображено гідродинамічні коефіцієнти глісуючої пластини із різними початковими подовженнями та кутами диференту в діапазоні $0 \leq M \leq 1.5$. На рис. 7 показано режими із приєднанням стрибка ущільнення, а на рис. 8 – із від'єднаним стрибком.

Значення величин C_n^ψ при $M = 0$ на рис. 7 і рис. 8 відповідають відомим результатам для глісування по поверхні нестисливої рідини.

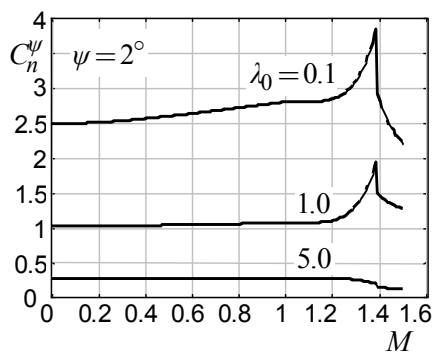


Рис. 7. Гідродинамічні характеристики пластин скінченного подовження при дозвуковому та надзвуковому глісуванні з приєднанням стрибка ущільнення

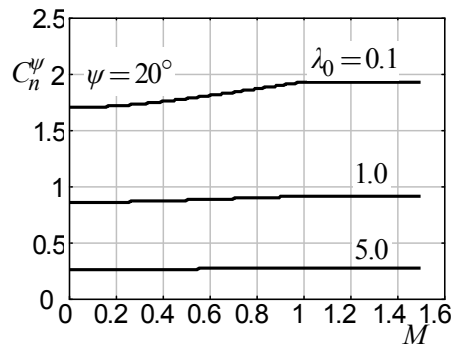


Рис. 8. Гідродинамічні характеристики пластин скінченного подовження при дозвуковому та надзвуковому глісуванні з від'єднаним стрибком ущільнення

Висновки. Для ізоентропійного рівняння стану води вперше отримано кількісну оцінку впливу стисливості при русі тіл із числами $M \leq 1.5$ із від'єднаним та приєднаним стрибком ущільнення.

Запропоновано правило перерахунку коефіцієнтів тиску при обтіканні нижньої поверхні тонкого профілю нестисливою рідиною на їхні значення при заданім числі $M \leq 1.5$. На відміну від правила Прандтля-Глауерта запропонований підхід враховує термодинамічні властивості середовища.

Виконано кількісну оцінку гідродинамічних характеристик і величини носового підпору пластини скінченного подовження $\lambda \geq 0.01$, глісуючої з кутами диференту $\psi \leq 60^\circ$ при числах $M \leq 1.5$ із від'єднаним і приєднаним стрибком ущільнення.

Отримані результати задовільно узгоджуються із відомими теоретичними розв'язками і експериментальними даними і можуть бути використані для розрахунку демпфувальних сил на глісуючих інтерцепторах суперкавітуючих підводних тіл.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Егоров И.Т. *Ходкость и мореходность глиссирующих судов*/ И.Т. Егоров, М.М. Буньков, Ю.М. Садовников. – Л.: Судостроение, 1978. – 335 с.
2. Vorus W.S. *A flat cylinder theory for vessel impact and steady planing resistance* // *Journal of Ship Research*. – 1996. – 40. – № 2. – P. 89-106.
3. Коул Р. *Подводные взрывы*. – М.: Изд. иностр. лит., 1950. – 494 с.
4. Kusakawa, Ken-Ichi. *On the two-dimensional compressible flow over a thin symmetric obstacle with sharp shoulders placed in an unbounded fluid and in a choked wind tunnel* // *J. Phys. Soc. Japan*. – 1957. – 12, № 9. – P. 1031-1041.
5. Хилтон У.Ф. *Аэродинамика больших скоростей*. – М.: Изд. иностр. лит., 1955. – 504 с.
6. Седов Л.И. *Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики*. – М.: Наука, 1950. – 275 с.
7. Wagner H. *Über stoss – und gleitvorgänge an der oberfläche von flussigkeiten* // *ZAMM*. – 1932. – Н. 4. – S. 193-213.
8. Гриб А.А., Рыжов О.С., Христианович С.А. *Теория коротких волн* // *Журнал прикл. мех. и техн. физики*. – 1961. – № 1. – С. 63-75.
9. Чёрный Г.Г. *Газовая динамика*. – М.: Наука, 1988. – 424 с.
10. *Сверхзвуковые газовые струи*. – Новосибирск: Наука, 1983. – 201 с.

11. *Vincenti W.G., Wagoner C.B. Transonic flow past a wedge profile with detached bow wave // NACA Rep. 1180. – 1954.*
12. *Guderley K.G. Theorie schallnaher stromungen. – Berlin, 1957. – 421 s.*
13. *Нейланд В.Я. К асимптотической теории присоединения сверхзвукового потока // Труды ЦАГИ. – 1975. – Вып. 1650. – С. 3-16.*
14. *Yoshihara H. On the flow over a wedge in the upper transonic region // Proc. of the Second National Congress of Applied Mechanics. – Ann Arbor, 1954.*
15. *Guderley K.G. The flow over a flat plat with a small angle attack at Mach number 1 // Journ. of Aeronaut. Sci. – 1954. – 21, № 4. – P. 261-270.*

Стаття надійшла до редакції 11.11.2015