

Institute of Hydromechanics of the NAS of Ukraine

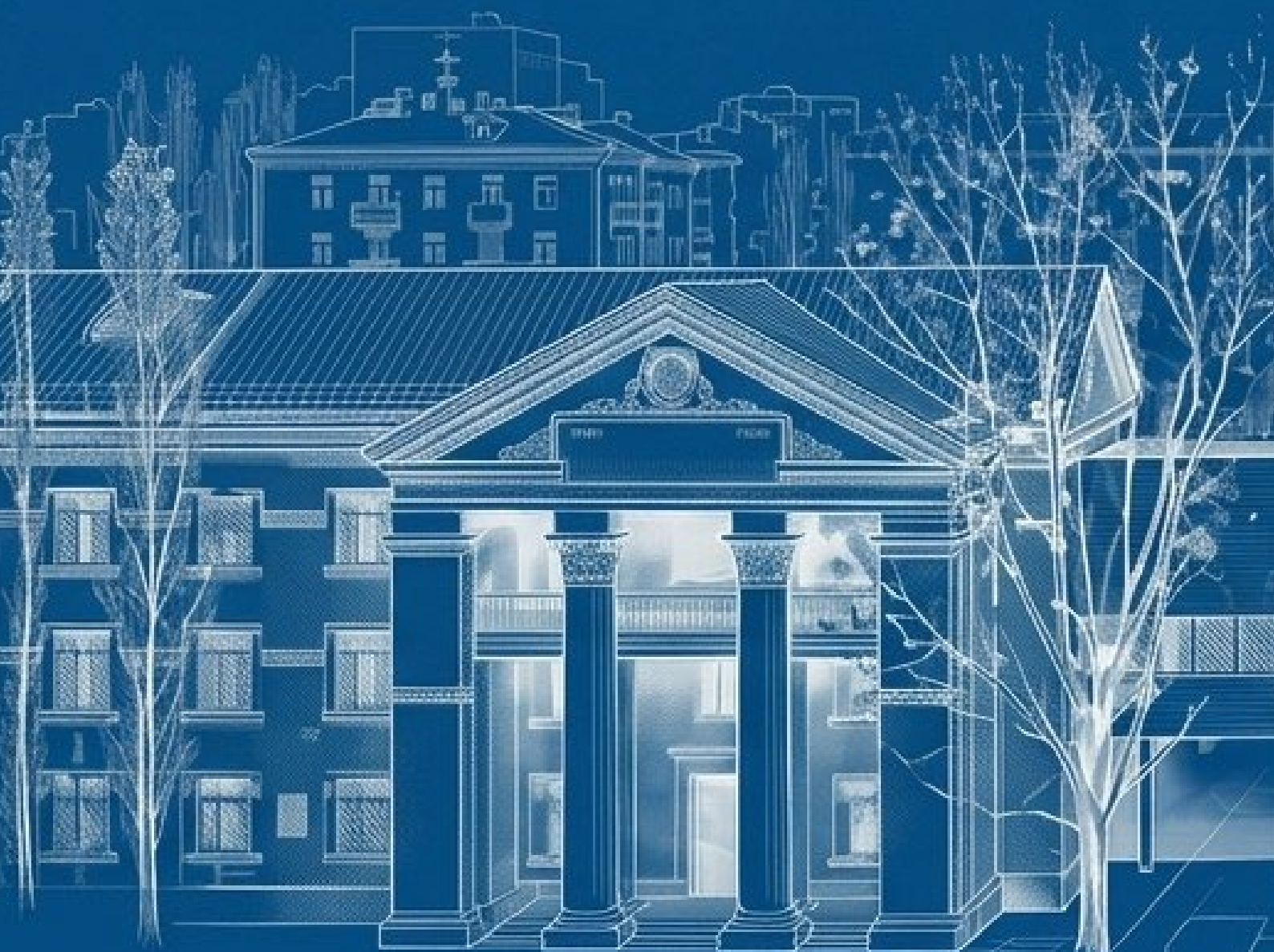
ERCOFTAC

10th International Conference

COMPUTER HYDROMECHANICS

**dedicated to the 100th anniversary of
the Institute of Hydromechanics of the NAS of Ukraine**

September 29 – October 1, 2026



Kyiv 2026

Program Committee

Chairman:

Academician of NASU V.T.Grinchenko (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Members:

Academician of NASU S.O.Dovgyi (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Academician of NASU O.M.Himich (V.M.Glushkov IC NASU, Kyiv, Ukraine),

Corr. Member of NASU V.I. Timoshenko (ITM NASU, Dnipro, Ukraine)

Prof. V.A. Vanin (Prof. B.A.Vanin (NTU "KhPI", Kharkiv, Ukraine)

Prof. V.S. Maderych (IPMMS NASU, Kyiv, Ukraine)

Prof. Ye.O.Shkvar (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Dr. Sci. S.V. Alekseenko (DNU, Dnipro)

Dr. Sci. T.O. Redchyts (ITST NASU, Dnipro, Ukraine)

Dr. Sci.D.I. Cherniy (KNU, Kyiv, Ukraine)

Dr. Sci. Ia.V. Zagumennyi (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Prof. Dr. P. Fraunie (Université de Toulon, France)

Prof. Tomáš Bodnár (Czech Technical University in Prague, Czech Republic)

Organising Committee:

Chairman:

Corr.Member of NASU G.O. Voropaiev (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Members:

Dr.Sci. V.A. Voskoboinick (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. N.V. Rozumnyuk (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. V.I. Korobov (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. N.F. Yurchenko (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. V.N. Oliinyk (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. M.O. Bistrova (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. N.F. Dimitrieva (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

D.A. Bilous (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Scientific Secretary

PhD. O.O. Baskova (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Програмний комітет

Голова програмного комітету:

академік НАН України В.Т.Грінченко (ІГМ НАН України, Київ)

Члени програмного комітету:

акад. НАНУ С.О.Довгий (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
акад. НАНУ О.М.Хіміч (ІК імені В.М. Глушкова НАН України, Київ, Україна),
чл.-кор. НАНУ В.І. Тимошенко (ІГМ НАН України, Дніпро, Україна),
проф. В.А. Ванін (НТУ «ХПІ», Харків, Україна),
д.ф.-м.н., професор В.С. Мадерич (ІПММС НАН України, Київ, Україна),
д.т.н., проф. Є.О.Шквар (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
д.т.н. С.В. Алексеєнко (НТУ «Дніпровська політехніка», Дніпро, Україна),
доктор наук. Т.О. Редчиць (ІТСТ НАН України, Дніпро, Україна),
д.т.н. Черній (КНУ Тараса Шевченка, Київ, Україна),
д.ф.-м.н. Я.В. Загуменний (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
професор, доктор Ф. Фроні (Університет Тулона, Франція),
професор Т. Боднар (Чеський технічний університет у Празі, Чеська Республіка)

Організаційний комітет

Голова організаційного комітету:

чл.- кореспондент НАН України Г.О.Воропаєв (ІГМ НАН України, Київ)

Члени організаційного комітету:

д.т.н. В.А.Воскобійник (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
к.ф.-м.н. Н.В.Розумнюк (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
к.т.н. В.І.Коробов (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
к. т. н. Н.Ф. Юрченко (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
к.ф.-м.н. В.Н. Олійник (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
к.ф.-м.н. М.О. Бістрова (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
к.ф.-м.н. Н.Ф. Димитрієва (ІГМ НАН України, Київ, Україна),
Д.А. Білоус (ІГМ НАН України, Київ, Україна),

Учений секретар:

к.т.н. О.О. Баскова (ІГМ НАН України, Київ, Україна)

ЗМІСТ

Авраменко А.О., Кобзар А.С. АНАЛІЗ СТІЙКОСТІ ВИХРОВИХ НИТОК У НАДПЛИННІЙ РІДИНІ	8
Алексєєнко С.В., Золотаренко С.А. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ АЕРОДИНАМІЧНОГО ШУМУ СЕГМЕНТА З АЕРОДИНАМІЧНИМ ПРОФІЛЕМ НАСА 0012	10
Ванін В.А., Довгий С.О., Лебідь О.Г., Черній Д.І. ОБЧИСЛЮВАЛЬНІ ТЕХНОЛОГІЇ МОДЕЛЮВАННЯ АЕРО/ГІДРОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ ПОДВІЙНОГО ПРИЗНАЧЕННЯ	12
Васін П.О., Гуржій Р.О., Лебідь О.Г., Черній Д.І. ДИСКРЕТИЗОВАНІ МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ ДЛЯ ПОЧАТКОВО-КРАЙОВИХ ЗАДАЧ В ОБЛАСТЯХ З РУХОМИМИ ТА ВІЛЬНОЮ МЕЖЕЮ.	14
Воропаєв Г.О. ВІДГУК В'ЯЗКОПРУЖНОГО ШАРУ НА ЗБУРЕННЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКУ.	16
Воропаєв Г.О., Баскова О.О. ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ВИХРОВОЇ СТРУКТУРИ ПРИ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСАХ В ЧАСТКОВО ГОФРОВАНИХ ТРУБАХ	18
Воропаєв Г.О., Воскобійник В.А., Онищенко А.М., Воскобойник О.А., Махаммедов Ж.К., Воскобійник А.В. ВЗАЄМНИЙ ВПЛИВ ОПОР МОСТОВИХ ПЕРЕХОДІВ НА РОЗМИВ ҐРУНТУ	20
Воропаєв Г.О., Воскобійник В.А., Онищенко А.М., Ковальчук В.В., Воскобойник О.А., Махаммедов Ж.К. РЕКОНСТРУКЦІЯ ДАМБИ ГЛИБОКОВОДНОГО СУДНОВОГО ХОДУ ДУНАЙ-ЧОРНЕ МОРЕ	22
Воскобійник В.А.1, Ковальчук В.В.2, Воскобойник О.А.1, Махаммедов Ж.К.1, Воскобійник А.В. ПОЛІПШЕННЯ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМНИХ РЕАКТОРІВ ПІВДЕННО-УКРАЇНСЬКОЇ АЕС ТРУМЕНЕНАПРАВЛЮЮЧОЮ СПОРУДОЮ ТАШЛИЦЬКОГО ВОДОСХОВИЩА	24
Горбань І.М., Горбань Н.В. САМОУЗГОДЖЕНА ЧИСЕЛЬНА СХЕМА ДЛЯ РОЗВ'ЯЗАННЯ КІНЕТИЧНОГО РІВНЯННЯ ЕБРО-ЛЕКЬО В ЗАДАЧАХ РЕОЛОГІЇ СКЛАДНИХ РІДИН	26
Горський Ю.В., Краснопольська Т.С. ДВОМОДОВА МОДЕЛЬ ХРЕСТОПОДІБНИХ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ У ВОДІ В ЦИЛІНДРИЧНІЙ ЄМНОСТІ	28
Григоренко О.Я., Філь Є.В. АНАЛІЗ ВПЛИВУ ФІЗИКО-МЕХАНІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТИТАНОВИХ СПЛАВІВ ТА ФОРМИ ПЛАНУ НА НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНИЙ СТАН ПОЛОГИХ ОБОЛОНОК НЕПРЯМОКУТНОЇ ФОРМИ	30
Грисевич Р.Ю. ПРО ЕВОЛЮЦІЮ КОНСТРУКЦІЙ ТА СУЧАСНІ ТЕНДЕНЦІЇ РОЗВИТКУ АНТРОПОМОРФНИХ КИСТІ	32
Джалладова І.А., Камінський О.Є., Лютий О.І. КВАНТОВІ ТЕХНОЛОГІЇ ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОГО АНАЛІЗУ ДАНИХ ДЛЯ ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ЕНЕРГЕТИЧНИХ та ГІДРОМЕХАНІЧНИХ СИСТЕМ	34
Довгий С.О., Буланчук Г.Г., Буланчук О.М. АНАЛІЗ НАКОПИЧЕННЯ ЧИСЕЛЬНИХ ПОХИБОК ПРИ МОДЕЛЮВАННІ НА GPU РУХУ ТОЧКОВИХ ВИХОРІВ	36
Довгий С.О., Редчиць Д.О., Вєсков Є.В. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ АЕРОДИНАМІКИ ПРОФІЛЮ НАСА0012, ЩО КОЛИВАЄТЬСЯ, ПРИ ПЕРЕХІДНОМУ ЧИСЛІ РЕЙНОЛЬДСА	38

Загуменний Я.В., Кочін В.О., Мороз В.В., Староверов Д.К., Оришів В.О. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ВАЛІДАЦІЯ ЧИСЕЛЬНОЇ МОДЕЛІ РОЗРАХУНКУ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПІДВОДНОГО АПАРАТА ПЛАНЕРНОГО ТИПУ	40
Кармазін С.В., Лук'янов П.В. ВІБРАЦІЙНИЙ ШУМ ЛОПАТІ ВЕРТОЛЬОТА.....	42
Коробов В.І., Ярош Д.В., Коробова М.В., Колодій Н.О. РОЗПОДІЛ ТЕМПЕРАТУРИ В ПРИСТІННІЙ ОБЛАСТІ ВИСОКОШВИДКІСНОГО ПІВОбМЕЖЕНОГО СТРУМЕНЮ ГАЗОВОГО ЕЖЕКТОРА.....	44
Кушнір Д.І., Загуменний Я.В. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЕКРАННОГО ЕФЕКТУ: ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ПІДХОДІВ.....	45
Лукан А.В., Лук'янов П.В. ЗГІНАЛЬНІ КОЛИВАННЯ ЛОПАТІ ВЕРТОЛЬОТА КРИВОЛІНІЙНОЇ ФОРМИ	47
Лук'янов П.В., Утюгов Є.В. ЛАМІНАРНИЙ СТИСЛИВИЙ ПРИМЕЖОВИЙ ШАР: ВІДСУТНІСТЬ ОБЕРНЕНОСТІ МІЖ ГРАДІЄНТНОЇ ТА БЕЗ ГРАДІЄНТНОЮ ТЕЧІЯМИ.....	49
Меренгер Ю.П., Воскобійник В.А., Воскобойник О.А., Харченко А.Г., Полосухіна О.В., Воскобойник С.І ВІДБИТТЯ ТА ПРОНИКНЕННЯ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ ПРОНИКНОЮ ВЕРТИКАЛЬНОЮ СТІНКОЮ.....	51
Мороз В.В, Басовський В.Г., Горбань І.М., Кочін В.О. ДО ПИТАННЯ МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ПІДВОДНОГО ПЛАНЕРА.....	53
Мороз В.В., Кочін В.О., Горбань І.М., Басовський В.Г. ОПТИМІЗАЦІЯ ПЛАНУВАННЯ ПІДВОДНОГО ГЛАЙДЕРА В УМОВАХ СТРАТИФІКАЦІЇ ЧОРНОГО МОРЯ.....	55
Нестерук І. Г. НЕСТАЦІОНАРНЕ ВЕРТИКАЛЬНЕ ЗАНУРЕННЯ ТОНКОГО ТІЛА ОБЕРТАННЯ У НЕСТИСЛИВУ РІДИНУ.....	57
Оверко В.С. ВИЗНАЧЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ТОЧНОГО ВІДНОВЛЕННЯ ПОЛІВ ШВИДКОСТІ ТА, ВІДПОВІДНО, ДОТИЧНИХ НАПРУЖЕНЬ НА СТІНЦІ (WSS).	59
Онанко А.П., Яцюк М.В., Онанко Ю.А., Воропай Г.В., Кузьмич С.А., Дмитренко О.П., Куліш М.П., Науменко А.П., Мацуй Л.Ю., Пінчук-Ругаль Т.М., Ругаль О.Г., Павленко О.Л., Курочка Л.І., Ільїн П.П. ПРОГРАМА “ШВИДКІСТЬ” ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ АКУСТИЧНИХ ШВИДКОСТЕЙ У БЕТОНАХ, SiO ₂ , НАНОКОМПОЗИТАХ З БАГАТОСТІННИХ ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК ТА ПОЛІМЕРІВ, НАУКОВО-ТЕХНІЧНІ ПРИНЦИПИ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ СТІЙКОСТІ МЕЛІОРАЦІЙНИХ ГІДРОТЕХНІЧНИХ СПОРУД В УМОВАХ КЛІМАТИЧНИХ ТА АНТРОПОГЕННИХ ВИКЛИКІВ.....	61
Островерх Б.М., Потапенко Л.С., Хижа І.А. АНАЛІЗ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЗАМУЛЕННЯ СУДНОПЛАВНОГО КАНАЛУ НА ПЕРЕКАТНІЙ ДІЛЯНЦІ РІКИ ЗА НАТУРНИМИ ДАНИМИ ВИТРАТ НАНОСІВ.....	63
Печук Є.Д., Краснополська Т.С., Печук В.Д. ГІБРИДНИЙ МЕТОД ДЛЯ СИСТЕМ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ З ЗАПІЗНЮВАННЯМ В МЕХАНІЦІ ХРЕСТОПОДІБНИХ ХВИЛЬ В БАСЕЙНІ СКІНЧЕННИХ РОЗМІРІВ З ХВИЛЕПРОДУКТОРОМ.....	65
Розумнюк Н.В. ВПЛИВ ПОЗДОВЖНИХ ВИХРІВ, ГЕНЕРОВАНИХ ЛУНКАМИ, НА ТУРБУЛЕНТНИЙ ПРИМЕЖОВИЙ ШАР.....	67
Рудницький О.Г., Рудницька М.О., Ткаченко Л.В. АДАПТИВНИЙ АЛГОРИТМ ПОКРАЩЕННЯ ЯКОСТІ ЗАШУМЛЕНИХ ОПТОАКУСТИЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ..	69
Савицький О.А. ГРУНТОВЕ СЕРЕДОВИЩЕ ПІД ПОВЕРХНЕВИМ ДИНАМІЧНИМ НАВАНТАЖЕННЯМ.....	71
Семененко В.М., Савченко Г.Ю., Наумова О.І. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ МОДЕЛЕЙ, ЩО ПРОНИКАЮТЬ У ВОДУ ЧЕРЕЗ СХВИЛЬОВАНУ ПОВЕРХНЮ.....	73

Серафимович Р.В. ЧИСЕЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ НАПРУЖЕНЬ У ТРИШАРОВОМУ ОБОЛОНКОВОМУ ЕЛЕМЕНТІ РАКЕТИ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ФОРМИ З КРУГОВИМ ОТВОРОМ.....	75
Ю.А. Семенов, Ю.М. Савченко, Г.Ю. Савченко, О.І. Наумова ІМПУЛЬСНИЙ УДАР ТІЛА, ПОВНІСТЮ ЗАНУРЕНОГО У ВІДКРИТИЙ КОНТЕЙНЕР	77
Сохацький А.В., Дреус А.Ю. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ ХВИЛЯСТОЇ ПОВЕРХНІ НА АЕРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОФІЛЮ КРИЛА.....	79
Ткаченко Р.В. УТОЧНЕННЯ РОЗВ'ЯЗКІВ ЗАДАЧІ ПРО ВПЛИВ ІМПУЛЬСНОЇ СИЛИ НА РУХ СИСТЕМИ РЕЗЕРВУАР - РІДИНА З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ – ПЛАТФОРМА.....	81
Федорцев К.О. ТЕОРЕМИ РЕЛЕЯ ПРО НЕСТІЙКІСТЬ ДЛЯ В'ЯЗКОЇ РІДИНИ ТА ТРИВИМІРНА НЕСТІЙКІСТЬ РЕЛЕЯ.....	83
Філонов В.В., Богдан А.В., Філонова Ю.С., Коваленко О.В., Федоров Д.О. АСПЕКТИ СТВОРЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДУ ДЛЯ ВІДТВОРЕННЯ ТЕРМІЧНОЇ СТРАТИФІКАЦІЇ В КОРОТКИХ ТРУБАХ.....	84
Chaoqun Liu. LIUTEX – A MILESTONE IN FLUID DYNAMICS.....	86
Dimitrieva N.F., Bistrova M.O., Sidko M.I., Bilous D.A. FLOW STRUCTURE IN A VENTILATED CAVITY.....	88
Fraunié P. HIGH RESOLUTION MONITORING AND MODELING THE OCEAN SURFACE.....	90
Glushchak V. V. COMPUTATIONAL TECHNOLOGIES BASED ON THE VORTON VORTEX FRAME METHOD.....	91
Hopman Q.L., Politiek Kamiel, Waterson Nicholas, Druetta Pablo, Krushynska Anastasiia. CAN TRIPLY PERIODIC MINIMAL SURFACE INSERTS REDUCE TURBULENCE-INDUCED EFFECTS IN HIGH-REYNOLDS-NUMBER INTERNAL FLOWS?.....	92
Koval S.O., Dimitrieva N.F., Krivonog O.I., Fadeichev V.V., Romanenko P.Y. FLOW STRUCTURE IN AN AIRLIFT PUMP.....	93
Lancmanová A., Bodnár T., Linkeová I. NUMERICAL SIMULATIONS OF TURBULENT FLOW IN A SIMPLE VENTRICULAR ASSIST DEVICE.....	95
Lukianov P.V., Pavlova K.S. HYPOTHESIS-FREE THEORY OF CLASSICAL TURBULENT FLOWS.....	97
Mochalin Ievgen, Jia Yuxiang DEEP-LEARNING RECONSTRUCTION OF TAYLOR–COUETTE TURBULENT FLOW UNDER SPARSE SAMPLING AND NEAR-WALL DATA LOSS.....	99
Mochalin Ievgen, Liu Jiani THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATION OF MAISOSENKO-CYCLE HEAT-AND-MASS EXCHANGERS.....	101
Mochalin Ievgen, Wu Xinhang AXIAL DISTRIBUTION OF WALL SHEAR STRESS ON A ROTATING FILTER ELEMENT AND ITS GOVERNING FACTORS.....	103
Mochalin Ievgen, Yin Hao EFFECT OF MILD INNER-CYLINDER ELLIPTICITY ON LAMINAR TAYLOR–COUETTE FLOW.....	105
Piëst Bastiaan J.T., Kottapalli Ajay G.P., Druetta Pablo D., Krushynska Anastasiia O. MECHANICAL METAMATERIALS FOR MODULATING TURBULENT FLOW DYNAMICS.....	107
Serebryakov V.V. STUDY OF THE FEATURES OF UNSTATIONARY FLOW DURING GLIDING OF BODIES IN A CAVITY.....	108
Shkvar Ye. PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY OF SYNTHETIC JETS, GENERATED IN A BOUNDARY LAYER.....	110

Sibgatullin I, Deleuze J, Sylvain J. FROM WAVE ATTRACTORS TO MULTISTABLE QUANTIZED MODES: INTERNAL-WAVE DYNAMICS IN BOUNDED DOMAINS	112
Tishkoff J., Yurchenko N. PLASMA-ASSISTED PROCESSES IN AERODYNAMIC APPLICATIONS.....	113
Uhlř V., Bodnř T., Frauniř Ph. ASSESSMENT OF TEMPORAL AND THERMAL MODELLING STRATEGIES FOR SIMULATING FLOW AND HEAT TRANSFER OVER A WALL-MOUNTED CUBE.....	115

АНАЛІЗ СТІЙКОСТІ ВИХРОВИХ НИТОК У НАДПЛИННІЙ РІДИНІ

Авраменко А.О.¹, Кобзар А.С.²

Інститут технічної теплофізики НАН України, м. Київ

¹ Email: andrykobzar@gmail.com,

² Email: tgetu.ittf@gmail.com

Дослідження квантової турбулентності є одним з напрямків вивчення турбулентних явищ, що мають місце при розгляді квантових вихорів у надплинній рідині, наприклад Не II. [1] Одним із перших, хто описав турбулентні ефекти в надплинній речовині, був Фейнман [2]. Він повідомив, що збільшення вихрових ниток відбувається в результаті перетворення кінетичної енергії потоку в них. Вихрові нитки змінюють свою кривизну та орієнтацію під впливом сили Магнуса. Зі збільшенням довжини вихрових ниток вони об'єднуються у вихрові кільця.

Розглянемо вертикальний циліндричний канал, що обертається та заповнений рідким Не II. Рух вихрової нитки, зміщеної від осі обертання каналу описується рівнянням [3]

$$\frac{d\tilde{r}}{dt} = -\frac{\rho_s \zeta_3}{\gamma} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_s) \cdot \hat{\mathbf{i}}_\theta = -\frac{\rho_s \zeta_3}{\gamma} \left(\omega - \frac{\gamma}{R^2 - \tilde{r}^2} \right) \tilde{r} \quad (1)$$

де ρ_s – густина надплинної компоненти рідини, ζ_3 – третя компонента другої в'язкості, γ – квантована циркуляція надплинної компоненти швидкості, $\mathbf{V}_n$ – вектор нормальної компоненти швидкості, $\mathbf{V}_s$ – вектор надплинної компоненти швидкості, $\hat{\mathbf{i}}_\theta$ – ортонормований вектор кутової координати, ω – кутова швидкість обертання каналу, R – радіус каналу, $\tilde{r}$ – радіальна координата, t – час.

У безрозмірній формі дане рівняння має вигляд

$$\frac{dr}{dFo} = -\left(Ro - \frac{1}{1 - r^2}\right)r \quad (2)$$

де $r = \frac{\tilde{r}}{R}$, $Fo = \frac{t\rho_s \zeta_3}{R^2}$, $Ro = \frac{\omega R^2}{\gamma}$ є безрозмірною радіальною координатою, числом Фур'є та числом Росбі відповідно.

Додамо дію випадкової Гаусової сили $F_i(t)$.

$$\langle F_i(t) \rangle = 0$$

$$\langle F_i(t) F_j(t') \rangle = Q \delta(t - t') \quad (3)$$

де Q є параметром, що відповідає за інтенсивність флуктуаційних сил, $\delta(t)$ є дельта-функцією Дірака. В такому випадку, отримуємо

$$\frac{dr}{dFo} = -(Ro - 1)r + F(Fo - Fo') \quad (4)$$

Ймовірність перебування у певному стані системи, що описується рівнянням Ланжевiна

$$\frac{dr}{dt} = f(r) + F(t) \quad (5)$$

визначається рівнянням Фоккера-Планка для густини ймовірності

$$\frac{\partial P(r, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r} [f(r)P(r, t)] + \frac{1}{2} Q \frac{\partial^2 P(r, t)}{\partial r^2} \quad (6)$$

де $f(r)$ є нелінійною функцією.

Застосуємо рівняння Фоккера-Планка для рівняння (2) як функції $f(r)$. Тоді, з рівняння (6) отримаємо

$$\frac{d}{dr} \left[\left(Ro - \frac{1}{1 - r^2} \right) r P(r) \right] + \frac{1}{2} Q \frac{d^2 P(r)}{dr^2} = 0 \quad (7)$$

Розв'язком рівняння (9) є

$$P = P_0(1 - R^2)^{-\frac{1}{Q}} \exp\left(-Ro \frac{r^2}{Q}\right) \quad (8)$$

де

$$P_0 = \frac{2\Gamma\left(\frac{3}{2} - \frac{1}{Q}\right)}{\sqrt{\pi}\Gamma\left(1 - \frac{1}{Q}\right)F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2} - \frac{1}{Q}, -\frac{Ro}{Q}\right)} \quad (9)$$

Де Γ -гамма функція, F_1 -функція Куммера.

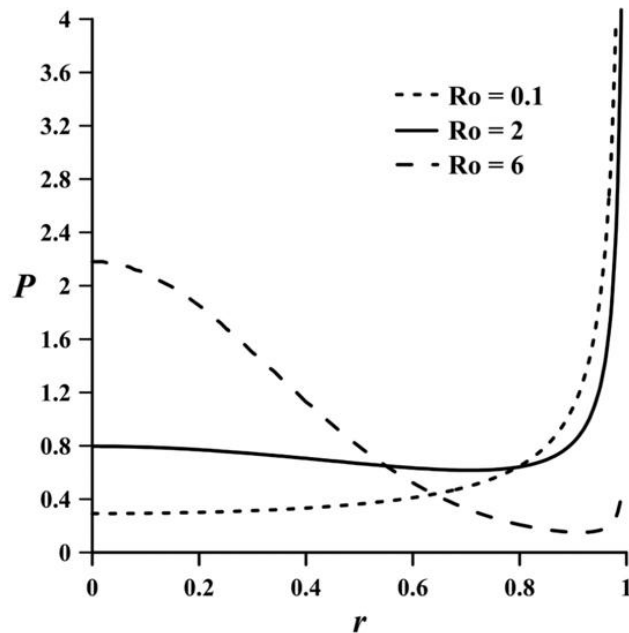


Рис.1. Залежність густини ймовірності розташування вихрової нитки на відстані r від центру

Для $Ro \leq 1$ густина ймовірності зростає із віддаленням від центру, що відповідає нестійкому стану вихрової нитки незалежно від початкової позиції. Для $Ro > 1$ графік має два екстремуми у точках 0 та 1, що означає, що вихор займатиме стійке положення в центрі або на краю каналу в залежності від того, чи він знаходився лівіше або правіше мінімуму функції ($r_{min} = \sqrt{(Ro - 1)/Ro}$).

Перелік посилань

1. Tisza, L., (1938) "Transport phenomena in helium II," Nature 141, 913. <https://doi.org/10.1038/141913a0>
2. Feynman, R. P., (1955) "Chapter II Application of quantum mechanics to liquid helium," Progress in Low Temperature Physics, Vol. 1, pp.17–53. [https://doi.org/10.1016/S0079-6417\(08\)60077-3](https://doi.org/10.1016/S0079-6417(08)60077-3)
3. Putterman, S. J., (1974) Superfluid Hydrodynamics (North-Holland Publishing Co, Amsterdam/London). DOI: 10.1126/science.188.4186.355.a

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ АЕРОДИНАМІЧНОГО ШУМУ СЕГМЕНТА З АЕРОДИНАМІЧНИМ ПРОФІЛЕМ НАСА 0012

Алексєєнко С.В., Золотаренко С.А.

Національний технічний університет «Дніпровська політехніка», Дніпро, Україна,
e-mail: aleksieienko.s.v@nmu.one

Аеродинамічний шум є характерним супутнім явищем під час руху аеродинамічних тіл у повітряному середовищі та визначається особливостями нестационарних процесів, що виникають під час їх обтікання. Для аеродинамічних профілів за малих і помірних чисел Рейнольдса акустичний спектр може містити як широкосмугові, так і виражені дискретні складові, характеристики яких суттєво залежать від швидкості руху та кута атаки [1, 2]. Експериментальне визначення таких залежностей є важливим як для дослідження аероакустичних характеристик профілів, так і для формування експериментальної бази валідації розрахункових методів аероакустики. Метою роботи є експериментальне дослідження спектральних характеристик аеродинамічного шуму модельного сегмента з профілем НАСА 0012 та визначення їх зміни залежно від лінійної швидкості руху і кута атаки.

Як дослідний об'єкт використано модельний сегмент з аеродинамічним профілем НАСА 0012. Сегмент встановлювався між двома торцевими пластинами на обертовому елементі експериментальної установки та здійснював рух у горизонтальній площині. Необхідний кут атаки задавався просторовим положенням сегмента відносно напрямку його руху. Експериментальні дослідження проводилися в акустичній камері зі звукопоглинальним облицюванням за методикою, описаною в [3]. Для реєстрації акустичного сигналу використовувався шумомір SV 971A який відповідає вимогам ІЕС 61672-1:2013 для приладів 1 класу, та дозволяє вимірювати шум в діапазоні частот 5 Гц ÷ 20 кГц. Прилад оснащений попередньо поляризованим конденсаторним мікрофоном АСО SV 7152 1/2" з номінальною чутливістю 32 мВ/Па, нерухомо розташованим поблизу траєкторії руху сегмента. Вимірювальна апаратура мала відповідну метрологічну повірку, а організація повторних вимірювань здійснювалася з урахуванням вимог ДСТУ ГОСТ ISO 5725-1:2005 щодо повторюваності та збіжності результатів.

Для виділення акустичної складової, пов'язаної з рухом дослідного сегмента, окремо реєстрували фоновий шум камери та шум працюючої установки без моделі. Обробка сигналів виконувалася у частотній області із застосуванням швидкого перетворення Фур'є (FFT) з частотним розділенням 12 Гц. Внесок фонового шуму враховувався методом спектрального віднімання, спектр сигналу моделі визначався на основі порівняння спектра повного зареєстрованого сигналу зі спектром фонового шуму, виміряного за аналогічних умов без моделі. Для зменшення впливу випадкових складових спектри усереднювали за 21 інтервалом спостереження, сформованим за результатами трьох послідовних вимірювань.

Експериментальна серія для профілю НАСА 0012 охоплювала сім значень кута атаки $\alpha = 0-15^\circ$ з кроком $2,5^\circ$ та п'ять значень лінійної швидкості руху сегмента $V = 10 - 20$ м/с з кроком 2,5 м/с. Для всіх досліджених режимів найбільші рівні звукового тиску (SPL) спостерігаються переважно в низькочастотній частині спектра, після чого зі збільшенням частоти відбувається загальне зниження SPL. Збільшення швидкості руху сегмента супроводжується зростанням спектрального рівня шуму. Вплив кута атаки найбільш виражений у низько- та середньочастотній областях; у високочастотній частині спектра криві, отримані для різних кутів атаки, поступово зближуються. Спектри мають переважно широкосмуговий характер, однак за малих кутів атаки $\alpha \leq 5^\circ$ та менших швидкостей руху на широкосмуговому фоні спостерігаються виражені дискретні (тональні) компоненти. Найбільш помітні тональні максимуми формуються в області кількох сотень герц за

швидкостей 10–12,5 м/с. Зі зміною режиму руху змінюються як амплітуда, так і частотне положення цих максимумів.

Повторюваність результатів оцінювалася за серіями вимірювань, виконаними в різні дні за однакових режимних параметрів. Розбіжність значень еквівалентного А-зваженого рівня L_{Aeq} між повторними серіями не перевищувала 1 дБ(А), що підтверджує задовільну повторюваність експериментальних даних [4]. Основний аналіз акустичних характеристик при цьому проводився за вузькосмуговими залежностями $SPL(f)$.

Таким чином, у дослідженому діапазоні параметрів акустичний спектр сегмента NASA 0012 має переважно широкосмуговий характер із загальним зниженням SPL зі збільшенням частоти. Зростання швидкості руху супроводжується підвищенням спектрального рівня шуму, тоді як вплив кута атаки найбільш виражений у низько- та середньочастотній областях спектра. За малих кутів атаки та нижчих швидкостей на широкосмуговому фоні додатково спостерігаються тональні компоненти, частота та амплітуда яких залежать від режиму руху сегмента. Отриманий масив експериментальних даних може бути використаний для валідації чисельних аероакустичних моделей.

Перелік посилань

1. Brooks T.F., Pope D.S., Marcolini M.A. *Airfoil Self-Noise and Prediction*. NASA Reference Publication 1218, 1989.
2. Arbey H., Bataille J. Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 1983. Vol. 134. P. 33–47.
3. Алексеєнко С.В., Дреус А.Ю., Накашидзе Л.В., Дербаба В.А., Золотаренко С.А. Методика акустичного експерименту для дослідження аеродинамічного шуму сегментів лопатей вітряних турбін. *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2025. № 4. P. 71–78. DOI: 10.33271/nvngu/2025-4/071.
4. Aleksieienko S., Dreus A., Nakashydzhe L., Derbaba V., Zolotarenko S. Effect of wind turbine blade trailing edge modification on aerodynamic noise. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2025. 6(7(138)). P. 53–62. DOI: 10.15587/1729-4061.2025.347020.

ОБЧИСЛЮВАЛЬНІ ТЕХНОЛОГІЇ МОДЕЛЮВАННЯ АЕРО/ГІДРОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ ПОДВІЙНОГО ПРИЗНАЧЕННЯ

Ванін В.А.¹ Довгий², Лебідь О.Г.², Черній Д.І.³

¹ Національний технічний університет «ХПІ», Харків, Україна, vvaplb5256@gmail.com

² Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України, Київ, o.g.lebid@gmail.com

³ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Україна, d_cherniy@ukr.net

Розглядаються нестационарні гідродинамічні задачі з вільними межами – задачі про відривні течії, задачі проникнення скрізь вільну межу відокремлення рідких середовищ. Задачі виникають при створенні спеціальних систем – аеродинамічних платформ (призначених для перенесення корисного навантаження) з комбінованою системою динамічної підтримки. Обчислювальні технології призначені для забезпечення комп'ютерного моделювання при проведенні передпроектних дослідженнях динаміки мультифункціональних літаючих платформ.

Компоновки аеродинамічних платформ (надмалих ЛА)



Рис.1
MARTIN JETPACK



Рис.2
JET



Рис.3
Модель із «РОЗЕТКИ»

Враховуючи те, що різні аеродинамічні схеми забезпечують різні режими руху та різні принципи аеродинамічної підтримки, розглядається моделі різних конструктивних схем аеродинамічних платформ здатних забезпечити високі аеродинамічні характеристики.

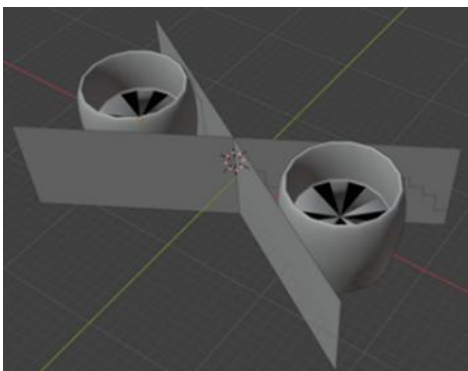


Рис.4
Варіант «Х» – вертикальний зліт.

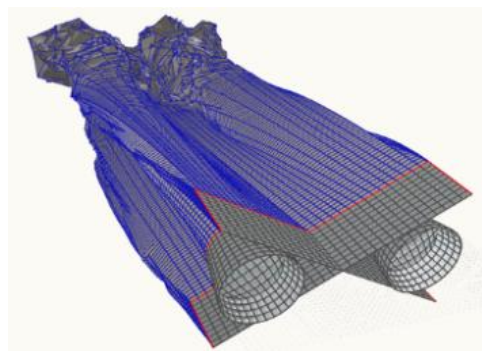


Рис.5
Варіант «Х» – горизонтальний політ

Перелик посилань

1. S.O.Dovgiy S.I.Lyashko, D.I.Cherniy. Algorithms of Discrete Singularities Method of Computational Technologies. // Cybernetics and System Analysis, 2017, №6, pp.147-159.
2. S.A.Dovgiy, I.K.Lifanov, D.I.Cherniy The method of singular integral equations and computational technologies. – Kyiv:"Yuston" (2016).
3. Cherniy D., Vasin P., Pylypchenko I. Hypersingular integrals method for computation technologies.// XXXVIII International Conference PROBLEMS OF DECISION MAKING UNDER UNCERTAINTIES (PDMU-2023). Page 28.
http://pdmu.univ.kiev.ua/PDMU_2023/PDMU-2023_End.pdf
4. Черній Д.І., Васін П.О., Пилипченко І.Ю. Математичні моделі відривних течій. //Тези VII Міжнародна наукова конференція СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ МЕХАНІКИ. (160-річчя кафедри механіки КНУ), Київ, Україна 30–31 Серпня 2023. (page 67).
http://lcwf.univ.kiev.ua/wpcontent/uploads/2023/08/ABSTRACTS_MPM_2_023_UKR.pdf.

ДИСКРЕТИЗОВАНІ МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ ДЛЯ ПОЧАТКОВО-КРАЙОВИХ ЗАДАЧ В ОБЛАСТЯХ З РУХОМИМИ ТА ВІЛЬНОЮ МЕЖЕЮ

Васін П.О.¹, Гуржій Р.О.², Лебідь О.Г.², Черній Д.І.¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна,

d_cherniy@ukr.net, vasinpavlo@gmail.com

² Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України, Київ, Україна, gourjii@gmail.com, o.g.lebid@gmail.com

Розглядаються двовимірні течії ідеальної нестисливої рідини навколо системи N рухомих контурів (рис.1).

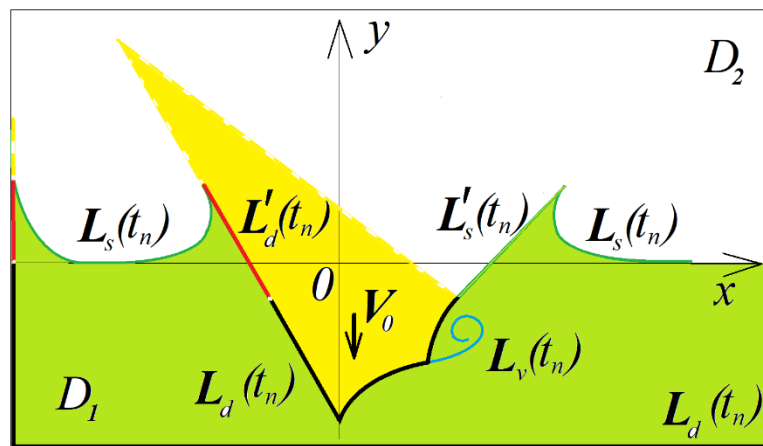


Рис.1

Розглянуто застосування теорії потенціалу та гіперсингулярних інтегральних рівнянь для розв'язання нелокальної початково-крайової гідродинамічної задачі щодо деформації в полі тяжіння області з вільними непроникними межами. Представлено дискретизацію моделей та побудову методу обчислень на основі дискретизації гіперсингулярних інтегралів. Представлені обчислювальні технології моделювання гідродинамічних процесів з утворенням кумулятивних струменів та розповсюдження хвиль на поверхні рідини викликаних початковим локальним збуренням її вільної поверхні - межи області течії. Враховується, що для вихрових полів застосовна формула Стокса:

$$\Gamma = \oint_C (\vec{V}, \vec{e}) dl = \int \int_{\Sigma} (\text{rot } \vec{V}, \vec{n}) d\sigma. \quad (1)$$

Завдяки чому, при моделюванні, вихрова течія апроксимується циркуляційною. У такому припущенні розглядаються течії з відривними явищами, процеси проникнення через вільну границю відокремлення виходу/вода, або динаміка рідини з вільною границею. Для математичної задачі про динаміку непроникних рухомих границь $L_k(t) = L_{dk} + L_{vk}$ у області $D^+(t)$ маємо математичну модель, яка має інтегральне представлення (з параметричною залежністю від t):

$$\Phi(z, t) = \varphi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{L_d(t)} \gamma(\omega, t) \ln(z - \omega) d\omega + \frac{1}{2\pi i} \int_{L_v(t)} \gamma(\omega, t) \ln(z - \omega) d\omega, \quad (2)$$

$$\bar{V}(z, t) = u(x, y, t) - iv(x, y, t) = \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} = \frac{1}{2\pi i} \int_{L_d(t)} \frac{\gamma(\omega, t)}{z - \omega} d\omega + \frac{1}{2\pi i} \int_{L_v(t)} \frac{\gamma(\omega, t)}{z - \omega} d\omega, \quad (3)$$

В силу суттєвої мінливості області із заздалегідь невідомою формою частини границь, рішення задачі про нестационарну течію навколо непроникних рухомих різнотипних границь можливо тільки чисельними методами, при застосуванні обчислювальних технологій.

Побудови обчислювальних технологій заснована на застосуванні методу дискретних особливостей [1,2] для дискретизації моделей (2),(3).

$$\Phi(z,t) = \varphi(x,y,t) + i\psi(x,y,t) = \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_j(t)}{2\pi i} \ln(z - \omega_{0j}(t)) + \sum_p \sum_{s=1}^{n(t)} \frac{\delta_s^p}{2\pi i} \ln(z - \omega_{0s}^p(t)) \quad (4)$$

$$\bar{V}(z,t) = u(x,y,t) - iv(x,y,t) = \frac{\partial \Phi(z,t)}{\partial z} = \sum_{j=1}^M \frac{\Gamma_j(t)}{2\pi i(z - \omega_{0j}(t))} + \sum_p \sum_{s=1}^{n(t)} \frac{\delta_s^p}{2\pi i(z - \omega_{0s}^p(t))}, \quad (5)$$

Особливі інтеграли (2), (3) на всіх внутрішніх точках контуру L_{ab} , тобто при $z = \omega_0 \in L_{ab}$, вважаються існуючими у сенсі скінченної частини за Коші–Адамаром:

$$\int_{L_{ab}} \frac{f(\omega)}{(\omega - \omega_0)^n} d\omega = \lim_{\substack{\omega' \rightarrow \omega_0 \\ \omega'' \rightarrow \omega_0}} \left[\int_a^{\omega'} \frac{f(\omega)}{(\omega - \omega_0)^n} d\omega + \int_{\omega''}^b \frac{f(\omega)}{(\omega - \omega_0)^n} d\omega - \frac{f(\omega_0)}{(n-1)} \left(\frac{1}{(\omega'' - \omega_0)^{n-1}} - \frac{1}{(\omega' - \omega_0)^{n-1}} \right) \right] \quad (6)$$

при

$$\lim_{\substack{\omega' \rightarrow \omega_0 \\ \omega'' \rightarrow \omega_0}} \frac{|\omega' - \omega_0|}{|\omega'' - \omega_0|} = 1 \quad (7)$$

Метод та алгоритм розв'язання дискретизованих задач надає результат у вигляді векторних полів швидкостей, розподілу тисків в областях та епюр навантажень на границях.

Перелік посилань

- [1] Dovgii S. O., Lyashko S. I., Cherniy D. I. Algorithms of the Discrete Singularity Method for Computing Technologies// Cybernetics and Systems Analysis. – 2017. – Vol. 53, 6. – P. 950-962.
- [2] S.A. Dovgii, I.K. Lifanov, D.I. Cherniy. The method of singular integral equations and computational technologies. Yuston, Kyiv, Ukraine, 2016. 380 p.
- [3] Chapko R., Johansson B. T., Muzychuk Y., Hlova A. Wave propagation from lateral Cauchy data using a boundary element method // Wave Motion, 2019.- 91.- doi.org/10.1016/j.wavemoti.2019.102385 .- P.1-12.

ВІДГУК В'ЯЗКОПРУЖНОГО ШАРУ НА ЗБУРЕННЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКУ

Воропаєв Г.О.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, voropaiev@nas.gov.ua

В даний час загальновизнано, що турбулентний потік однорідних середовищ уздовж будь-якої обтічної поверхні, що не змінює свої параметри вздовж потоку, приходить у стан стійкої кінематичної та енергетичної рівноваги в кожній точці потоку, що відповідає напрузі тертя (динамічної швидкості) на обтічній поверхні.

Умова енергетичної рівноваги турбулентного потоку на обтічній поверхні, що деформується, передбачає незмінність осереднених кінематичних і динамічних граничних умов на межі розділу. Незмінність осереднених граничних умов у свою чергу передбачає і деяку періодичність самої межі розділу і швидкостей переміщення межі розділу, що дозволяє пов'язати ці кінематичні та динамічні граничні умови на поверхні розділу середовищ зі збуреннями потоку [1]. При цьому середні кінематичні граничні умови можуть залишатися нульовими, в той час як динамічні умови повинні відповідати умові енергетичної рівноваги, що генерують, або поглинають енергію турбулентності прилежового шару в залежності від геометричних і фізичних характеристик пружного/в'язкопружного покриття.

У доповіді представлені результати певних кінематичних і динамічних характеристик в'язкопружного шару кінцевої товщини під дією пульсаційного навантаження $\sigma_{ij}|_s = N_j \exp(i\alpha(x - Ct) - i\varphi_i)$, де α – хвильове число, C – фазова швидкість, φ_i – зсув фаз між нормальними і зсувними компонентами навантаження, що діє на його поверхні, на підставі рішення рівнянь збереження кількості руху: $\rho_s \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial t^2} = \sigma_{ij,j}$.

Рівняння стану в'язкопружного матеріалу покриття, що зв'язує напругу (σ) з деформацією (ε), записується у вигляді нормованого оператора Вольєрра [2]:

$$\sigma(t) = \int_{-\infty}^t \frac{d\varepsilon(\tau)}{d\tau} [1 + \varphi(t - \tau)] d\tau \quad \text{з експоненційною функцією релаксації}$$

$\varphi(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \mu_k \exp(-\frac{t}{\theta_k})$, де θ_k і μ_k – часи релаксації і відповідні коефіцієнти спектральної щільності, що віднесені до статичного модуля пружності матеріалу покриття.

Як знерозмірні параметри задачі застосовуються: швидкість зсувної хвилі в покритті

$$C_\mu = \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_s}} \quad \text{та його товщина } h, \text{ що і визначає характерний час покриття } \tau_0 = h / C_\mu, \text{ щодо}$$

якого розглядається спектр часу релаксації. Відношення нормального навантаження до зсувного оцінюється параметром Крейчана (Kr), зі зсувом фази $\sim 50-70^\circ$. Траєкторії руху точок поверхні при проходженні хвилі суттєво залежать від динамічних модулів пружності

матеріалу та хвильового числа навантаження, що дозволяє оцінювати стан поверхні розділу при зміні довжини хвилі та швидкості її поширення (Рис.1).

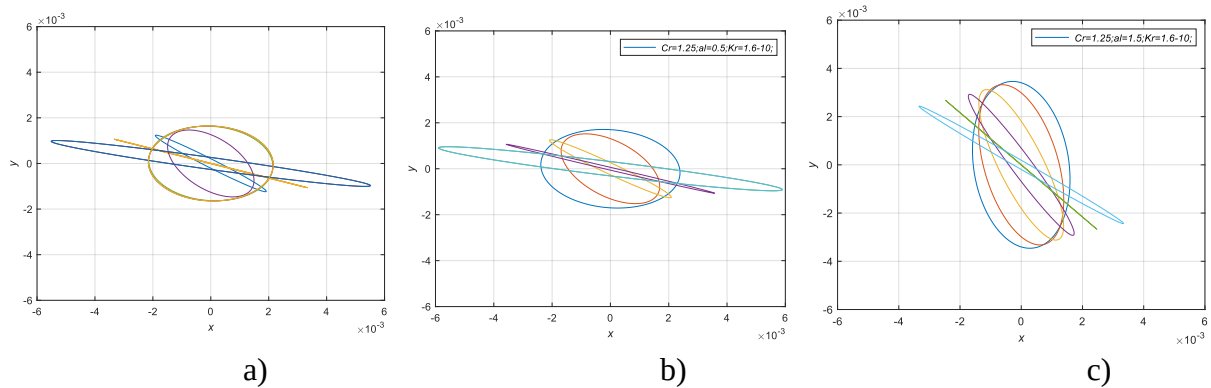


Рис 1. Траєкторії точок поверхні при проходженні хвилі: а)- $C=0.5$; $\alpha=0.5$; б)- $C=0.5$; $\alpha=1.5$; в) - $C=1.25$; $\alpha=1.5$. При зміні параметра Крейчнана від 1.6 до ∞ . При цьому на поверхні покриття залежно від співвідношення характеристик потоку та покриття формується потік пульсаційної енергії: $J = \frac{1}{T\lambda} \int_0^T \int_0^\lambda N_1 \frac{\partial \xi_2}{\partial t} dx dt$, який перерозподіляє енергію різних частот між турбулентним примежовим шаром та покриттям (Рис.2 а,в).

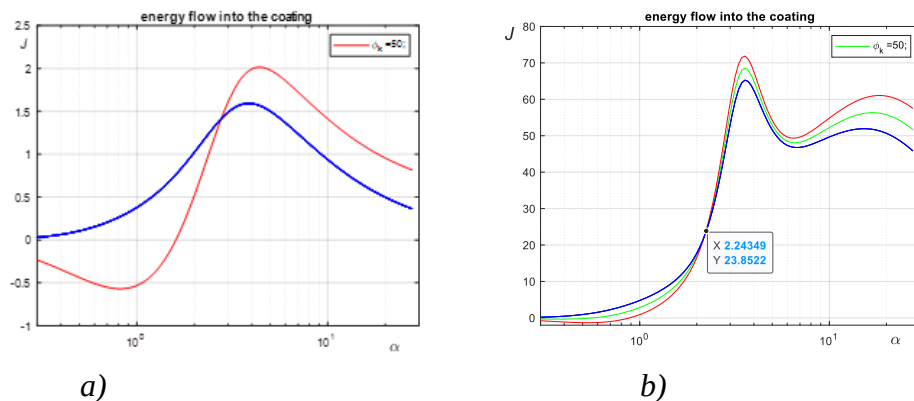


Рис.2. Потік пульсаційної енергії на межі розділу середовищ: а) $C=0.5$ синя крива – $Kr=20$, червона - $Kr=2.5$; б) $C=1.25$, зелена - $Kr=4.0$.

При малих значеннях параметра Крейчнана енергія довгих хвиль повертається в потік, а поглинання енергії коротких хвиль потоку істотно зростає. При цьому значення потоку суттєво зростає при фазовій швидкості більше швидкості розповсюдження зсувної хвилі. Таким чином, на підставі отриманих результатів визначаються граничні умови для турбулентного примежового шару на поверхні покриття в залежності від його віскопружних властивостей [3].

Перелік посилань

1. Козлов Л.П., Воропаєв Г.О. Про можливий механізм взаємодії турбулентної течії в трубі з пружнодемпфувальною поверхнею // ДАН УРСР, Сер . А, Фіз.-мат. та техн.науки. -1981. -№.9. – С.48-52.
2. Работнов Ю.М. Елементи спадковий механіки твердих тіл. - М: Наука, 1977. -472 с.
3. Воропаєв Г.О. Турбулентний примежовий шар на поверхні, що деформується // Прикладна гідромеханіка. 2005. Том 7(79). N.3-4. С.35-43.

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ВИХРОВОЇ СТРУКТУРИ ПРИ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСАХ В ЧАСТКОВО ГОФРОВАНИХ ТРУБАХ

Воропаєв Г.О.¹, Баскова О.О.^{1,2}

¹ Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, BaskAleksandra@gmail.com

² КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ

Обтічні гофровані поверхні знайшли широке застосування в самих різних галузях промисловості. Теплові і гідравлічні процеси в устаткуванні із гофрованими стінками зазнають істотного впливу з боку геометричних параметрів гофрів [1, 2]. Інтенсивність теплообміну та значення напружень тертя визначаються процесами генерації та розвитку вихрової структури. Зміна довжини хвилі λ та амплітуди a гофрування напряму впливає на структуру вихрової структури яка зароджується в трубі і її стійкість. За умов неізотермічності потоку з урахуванням залежності динамічної в'язкості від температури, коли біля стінок утворюється градієнт значень в'язкості, при формуванні профілю швидкості на початковій ділянці труби при відповідних числах Рейнольдса завжди можна виділити **три** характерні зони певних довжин попереду зони збуреного потоку: зону зародження коливань, зону розвитку регулярних вісесиметричних хвиль завихренності і тиску, зону існування регулярних тороподібних вихрових структур [3].

В доповіді наведено результати дослідження впливу гофрованих вставок на процес формування цих зон, що демонструється миттєвими напругами на стінках труби. Збільшення довжини гофрованої вставки призводить до ранньої генерації низькоамплітудних збурень в потоці, скорочення першої зони – зони зародження коливань, за рахунок введення в потік штучногенерованої гофрами ($\lambda = 40$ мм, $a = 6$ мм) завихренності (рис. 1).

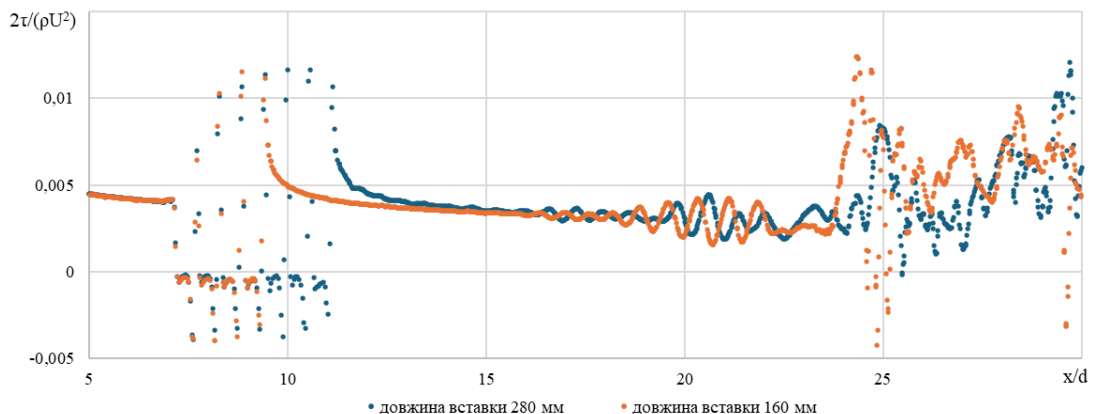


Рис. 1. Миттєві значення напруження тертя вздовж труби.

Проте початок розвитку тороподібних структур (третя зона) не змінює своєї локалізації. І подальший розвиток вихрової структури всередині труби відбувається однаково за всіх досліджених довжин гофрованої вставки.

Наступним розглянутим фактором впливу є величина довжини хвилі гофрування. Її збільшення призводить до скорочення зони тороподібних вихрових структур до 1,25 разів (рис. 2):

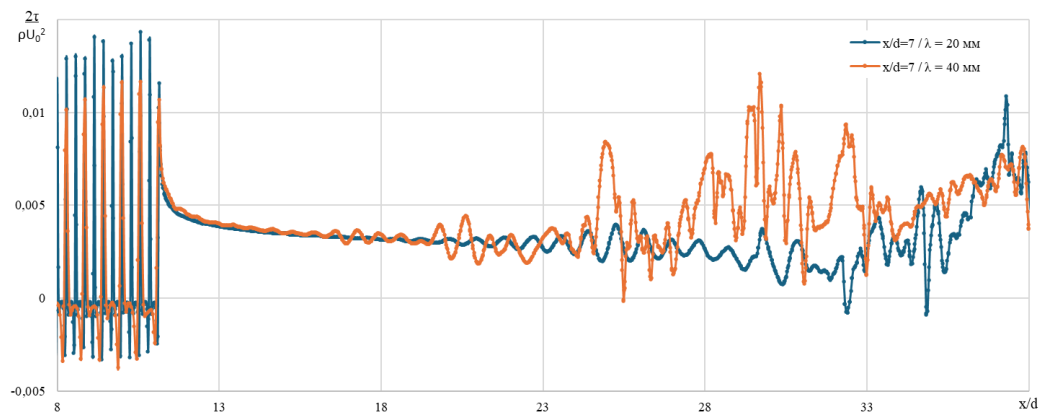


Рис. 2. Миттєві значення напруження тертя вздовж труби.

Збільшення амплітуди гофрування призводить до затягування процесу переходу до турбулентного режиму, зменшення амплітуд коливань вниз по потоку (рис. 3):

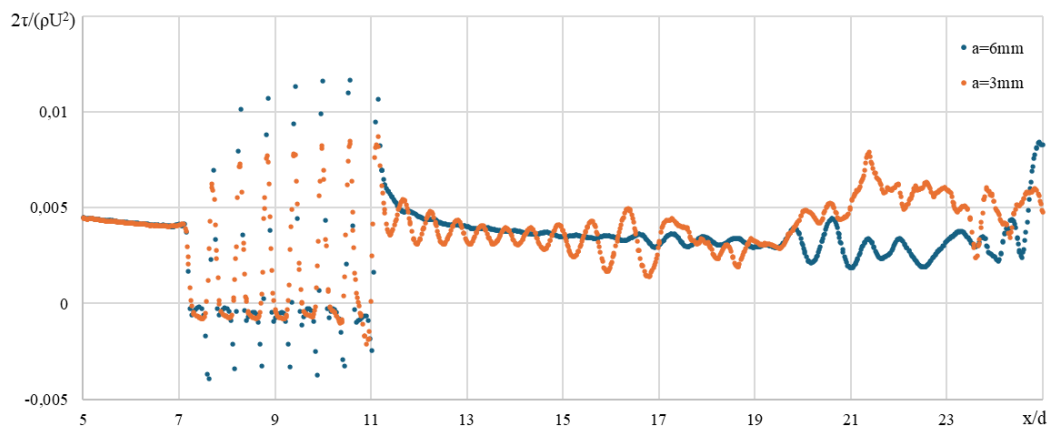


Рис. 3 Миттєві значення напруження тертя вздовж труби.

Отримані результати показують результируючий вплив взаємодії природної та штучної завихренності потоку на формування вихрової структури всередині каналу.

Розуміння можливості формування штучної завихренності шляхом зміни геометричних параметрів обтічної поверхні відкриває широкі перспективи до керування процесами тепломасообміну і зміни величини гідравлічного опору.

Перелік посилань

1. Fatimah Q. AL-Daamee, Naseer H. Hamza, On the effect of wave amplitude and corrugation profile of certain types of corrugated channels on thermal performance and entropy generation, International Journal of Thermal Sciences, Volume 207, 2025, <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2024.109354>.
2. Tiezhi Wang, Xinzhe Liu, Ting Chen, Jinliang Xu, Guohua Liu, Spiral corrugation suppresses heat transfer deterioration of supercritical carbon dioxide in upward flow, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 261, 2026, <https://doi.org/10.1016/j.jheatmasstransfer.2026.128610>.
3. G. Voropaiev, O. Baskova, Some features of a laminar flow stability loss in a pipe, Journal of Numerical and Applied Mathematics, №1 (135), 59-65 (2021). <https://doi.org/10.17721/2706-9699.2021.1.07>

ВЗАЄМНИЙ ВПЛИВ ОПОР МОСТОВИХ ПЕРЕХОДІВ НА РОЗМИВ ҐРУНТУ

Воропаєв Г.О.¹, Воскобійник В.А.¹, Онищенко А.М.², Воскобойник О.А.¹,
Махаммедов Ж.К.¹, Воскобійник А.В.¹

¹Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, voropaiev.gena@gmail.com

²Національний транспортний університет, м. Київ, onyshchenkoamntu@gmail.com

Збільшення інтенсивності автомобільного та залізничного транспорту у великих містах потребує розширення доріг і магістралей. У тих містах, де є мостові переходи через річки, канали чи інші водоймища, виникає потреба споруджувати мостові автомобільні або залізничні переходи поблизу існуючих, раціонально використовуючи шляхоексплуатаційну інфраструктуру. Зокрема, в м. Києві виникла така проблема під час проектування та будівництва автомобільно-залізничного мостового переходу через р. Дніпро поблизу існуючого Дарницького залізничного мостового переходу (рис. 1).



а



б

Рис. 1. Дарницький залізнично-автомобільний мостовий перехід та залізничний міст через р. Дніпро у м. Києві: *а* – вид вдень; *б* – вид увечері.

Під час обтікання близько розташованих опор у сліді одна за одною виникають взаємні їх впливи на гідродинамічні характеристики течії та на особливості розмиву та наміву ґрунту в їх околі, що надзвичайно важливе в умовах повеней і забезпечення не руйнування мостових переходів. Для спорудження нового мостового переходу було спроектовано сучасну економічну за матеріалами багату пальну опору у вигляді трирядного ростверку, де циліндричні палі розташовувалися одна поблизу іншої.

В Інституті гідромеханіки НАН України були проведені пошуково-дослідні роботи з наукового супроводу проектування та будівництва групової конструкції Залізничного мосту та Дарницького залізнично-автомобільного мостового переходу на Дніпрі у м. Києві за допомогою чисельного та фізичного моделювання взаємодії опор мостових переходів на структуру течії та розмив і намів ґрунту в околі опор [1, 2].

В ході виконання цих робіт було проведено дослідження формування вихрових і струменевих течій навколо моделей мостових переходів в лабораторних умовах на нерозмивній поверхні і в каналі з піщаним дном для дослідження процесів розмиву ґрунту. Для виконання науково-дослідних робіт було спроектовано і виготовлено спеціальні експериментальні стенди (рис. 2) на базі гідродинамічного каналу з нерозмивним дном, в якому були визначені характерні особливості спряженої течії з моделями мостових переходів, а також на базі гідралічного лотка, де моделі мостових переходів розташовувалися на піщаному ґрунті і було визначено особливості формування розмивів та намівів ґрунту біля мостових опор, а також зроблено рекомендації щодо небезпечної експлуатації мостових переходів в умовах повеней.



Рис. 2. Експериментальні стенди визначення впливу конструкцій моделей опор мостових переходів: а – нерозмивна модель та б – моделі на розмивному ґрунті.

В результаті чисельного і фізичного моделювання були визначені особливості розмиву ґрунту в околі мостових опор та їх характерні розміри, що показано на рис. 3.

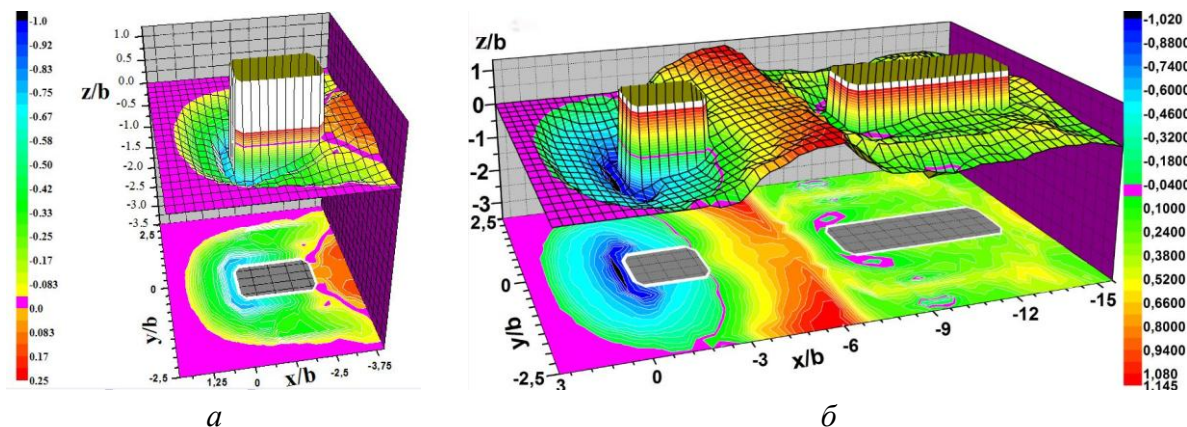


Рис. 3. Аксонометрія розмиву та наміву ґрунту в околі моделі призматичної опори: а – одиночна опора та б – групова конструкція двох моделей мостових переходів.

Установлено, що під час одиночного і групового обтікання мостових опор на жорсткій і розмивній поверхні генерувалися великомасштабні підковоподібні вихрові структури в області спряження поверхонь опор із дном, інтенсивні вихрові трубки в зсувних шарах на бічних поверхнях погано обтічних тіл, слідні вихори позаду опор та струменеві течії між близько розташованими опорами.

Визначено, що локальний розмив ґрунту перед призматичною опорою залізничного мосту зріс майже на 15% за надкритичними швидкостях потоку, коли спостерігався переніс частинок ґрунту вздовж опори, на мілкій воді та зменшився близько 20% за докритичними швидкостями на глибокій воді під час взаємного розташування мостових опор, що знаходилися у сліді одна за одною.

Перелік посилань

1. Voskoboinick V., Onyshchenko A., Voskoboinyk O., Makarenkova A., Voskobiinyk A. Junction flow about cylindrical group on rigid flat surface. // Heliyon. – 2022. – P. e12595-1-12. <http://dx.doi.org/10.1016/j.heliyon.2022.e12595>
2. Voskoboinick A., Voskoboinick V., Turick V., Voskoboinyk O., Cherny D., Tereshchenko L. Interaction of group of bridge piers on scour // In: Hu Z., Petoukhov S., Dychka I., He M. (eds) Advances in Computer Science for Engineering and Education III. ICCSEEA 2020. Advances in Intelligent Systems and Computing, Vol. 1247. Springer, Cham, 2021. – P. 3-17. https://doi.org/10.1007/978-3-030-55506-1_1

РЕКОНСТРУКЦІЯ ДАМБИ ГЛИБОКОВОДНОГО СУДНОВОГО ХОДУ ДУНАЙ-ЧОРНЕ МОРЕ

Воропаєв Г.О.¹, Воскобійник В.А.¹, Онищенко А.М.², Ковальчук В.В.³,
Воскобойник О.А.¹, Махаммедов Ж.К.¹

¹Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, voropaev.gena@gmail.com

²Національний транспортний університет, м. Київ, onyshchenkoamntu@gmail.com

³Національний університет «Львівська політехніка», м. Львів, kovalchuk.diit@gmail.com

Дунай – це найбільша міжнародна ріка Європи, яка протікає по територіях десяти держав, в тому числі і через Україну. Дунай впадає в Чорне море і представляє собою транспортну магістраль сьомого міжнародного транспортного коридору, який з'єднує Європу з Азією. Тому одним з важливих завдань для України – це відновлення судноплавства по гирлу Бистре, використовуючи його як європейсько-азійську магістраль від Балтійського моря через Рейн і Дунай у Чорне море, а далі в країни Сходу, аж до Китаю. Відновлення глибоководного суднового ходу р. Дунай-Чорне море було розпочато близько двадцяти років тому і просувалося з великими труднощами і перервами. Було збудовано захисну огорожувальну дамбу Морського підхідного каналу глибоководного суднового ходу Дунай-Чорне море (рис 1) в акваторії гирла Бистре Килійської дельти р. Дунай.



а



б

Рис. 1. Огороджувальна дамба Морського підхідного каналу глибоководного суднового ходу Дунай-Чорне море: *а* – загальний вид; *б* – фрагмент кам'яної насипки.

Дамба призначена для захисту каналу від наносів під час штормів північного та північно-східного напрямку, які є найпотужнішими у цій ділянці моря, захисту від запливання укосів каналу під дією хвиль і для забезпечення безпечного входу до каналу суден з моря при сильних вітрах, які домінують в осінньо-зимовий період. В (2013-2014) роках на акваторії Чорного моря в районі огорожувальної дамби за складних гідрометеорологічних умов, які визначались посиленням штормового вітру; підвищенням вітрового нагону та посуванням льодових полів, виникла серія жорстких штормів, які призвели до часткової деформації окремих ділянок надводної частини огорожувальної дамби (гребню огорожувальної дамби). В результаті дії таких навантажень відбулося сповзання кам'яної насипки та з'явилася більша пологість укосів, а також переміщення окремих каменів фракції 900 мм, які були закинуті хвилями на гребінь огорожувальної дамби.

Тому постало завдання забезпечити надійну та безаварійну експлуатацію дамби. В результаті в Інституті гідромеханіки НАН України за допомогою чисельного та фізичного моделювання були проведені науково-дослідні роботи з реконструкції фрагментів захисної дамби, визначені її удосконалення і розроблені рекомендації щодо створення конструкції дамби стійкої до штормових навантажень [1]. Для зменшення негативного впливу штормових хвиль на огорожувальну дамбу було прийняте рішення використати

позитивний досвід експлуатації підводних хвилеломів і берм для захисту берегів і гідротехнічних споруд від дії штормових хвиль [2].

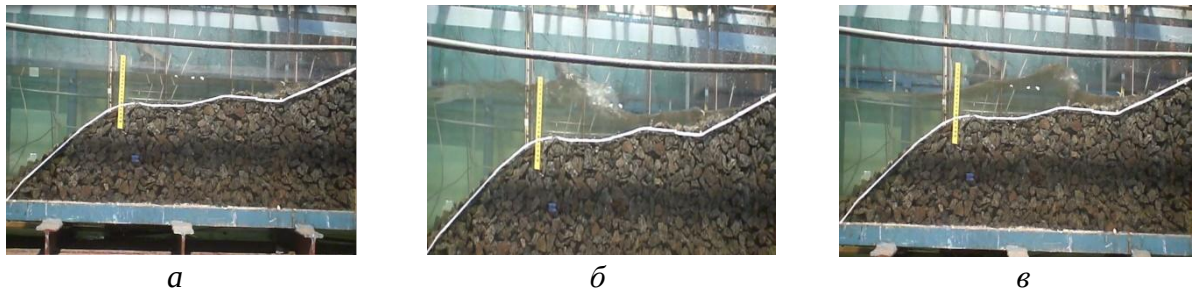


Рис. 2. Модель фрагмента ступінчатої огорожувальної дамби: *а* – перед дослідями, *б* – обвалення хвилі на нижній бермі та *в* – обвалення хвилі на верхній бермі.

Запропоновано подовжити мористу частину дамби та придати їй ступінчасту форму. Результати розрахунків і експерименти показали, що більше ефективною є форма фронтальної частини дамби з двома бермами і укосами різних кутів нахилу (рис. 2). Така форма дамби дозволила найбільше ефективно розбити штормову хвилю під час її підходу до гребня дамби. Обвалення хвилі відбувалося на нижній бермі (рис. 2б), а бурун, який утворювався, розбивався на верхній бермі (рис. 2в) і штормова хвиля підходила до гребня дамби зі значною втратою енергії. Таким чином, застосування укосів і ступінчастих берм дозволило суттєво розрушити набігаючу хвилю, зменшити її висоту та інтенсивність при підході до головної частини захисної дамби

Результати розрахунків та експериментальні дослідження дозволили спроектувати ефективну форму фронтальної поверхні огорожувальної дамби у вигляді ступінчатої дамби з двома бермами, що розташовувалися на різних глибинах. Берми виконали функції підводних хвилеломів та значно зменшили енергію хвильового впливу на верхню частину дамби. Визначено оптимальну форму дамби та геометричні параметри її фронтальної поверхні. Запропоновано в натурних умовах побудувати мористу частину захисної огорожувальної дамби Морського судноплавного ходу Дунай-Чорне море з такими параметрами: нижній глибоководний укіс з нахилом 1:1.5, далі на глибині 4 м від урізу води зробити нижню берму шириною 10 м. Потім зробити укіс з нахилом 1:5, а далі на глибині 2 м встановити верхню берму та закінчити дамбу рекомендовано гребнем під нахилом 1:(3-3.5). Облицювання фронтальної частини дамби слід зробити з каміння фракції 1.2 м.

За результатами дослідження визначено, що хвильові навантаження на верхню частину реконструйованої та вдосконаленої ступінчатої дамби будуть майже вдвічі нижчими, ніж на існуючій дамба в умовах штормового хвилювання для коротких та довгих хвиль, що особливо важливе для частини дамби, яка була порушена під час дії штормових хвиль та обледеніння кам'яного облицювання дамби.

Перелік посилань

1. Voskoboinick V., Khomitsky V., Voskoboinyk O., Tereshchenko L., Voskoboinick A. Wave loads on protective dam of the Marine channel of the Danube-Black sea // Hydro-environment Research. – 2021. – Vol. 35, no 3. – P. 1-12. <https://doi.org/10.1016/j.jher.2021.01.003>
2. Onyshchenko A., Kovalchuk V., Voskoboinick V., Voskobiinyk A., Aksonov S., Trudenko D., Hrevtsov S. Establishing patterns of change in the coefficients of reflection, transmission and dissipation of wave energy depending on parameters of a permeable vertical wall // Eastern-European J. Enterprise Technologies. – 2024. – 4/5 (130). – P. 46-56. <https://doi.org/10.15587/1729-4061-2024.309969>

ПОЛІПШЕННЯ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМНИХ РЕАКТОРІВ ПІВДЕННО-УКРАЇНСЬКОЇ АЕС СТРУМЕНЕНАПРАВЛЯЮЧОЮ СПОРУДОЮ ТАШЛИЦЬКОГО ВОДОСХОВИЩА

Воскобійник В.А.¹, Ковальчук В.В.², Воскобойник О.А.¹, Махаммедов Ж.К.¹,
Воскобійник А.В.¹

¹Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, vlad.vsk@gmail.com

²Національний університет «Львівська політехніка», м. Львів, kovalchuk.diit@gmail.com

Атомні електростанції, на частку яких припадає близько 50% електроенергії, що виробляється електростанціями України відіграють провідну роль енергозабезпеченні народногосподарського комплексу України. Одна з найважливіших умов надійної експлуатації АЕС – безперебійне водозабезпечення, джерелами якого слугують ріки, водосховища та водойми-охолоджувачі. Для нормального функціонування АЕС виникає необхідність відведення системами охолодження в навколишнє середовище величезної кількості тепла, що становить близько 70% енергії палива, що споживається. Серед основних гідрологічних чинників, що визначають умови функціонування екосистем водойм-охолоджувачів атомних електростанцій України, важливе місце посідають водообмін, гідродинаміка водосховища і тепловий (термічний) режим водних мас.

Засоби подачі охолоджуваної води для оптимальної експлуатації атомних реакторів Південно-української АЕС (рис. 1) з Ташлицького водосховища-охолоджувача Південно-Української АЕС в свій час працювали у важких умовах термічного режиму.



Рис. 1. Загальний вид Південно-Української АЕС.

Охолоджувальної здібності Ташлицького водосховища було недостатньо для ефективної роботи трьох енергоблоків станції. Це призвело до необхідності проведення детальних досліджень можливостей поліпшення термічного режиму водосховища-охолоджувача. Схема компоновки водозабірних і водовипускних споруд Ташлицького водоймища-охолоджувача відноситься до так званого сумісного типу, коли розділення потоків відбувається за рахунок вертикальної стратифікації температури води. Недоліком такої схеми є залучення теплих вод верхнього шару потоку у нижні його шари. У спекотні літні місяці його охолоджувальна здатність знижується. Необхідного об'єму води потрібної температури недостатньо для всіх трьох енергоблоків охолоджувач Південно-Української АЕС станції. Через це сумарна потужність АЕС обмежується величиною 1800 МВт і в літні спекотні часи приходиться виводити з експлуатації один із блоків.

Тому запропоновано провести відвід теплового потоку у горизонтальній площині водосховища струмененаправляючої завіси, щоб знизити температуру води у зоні глибоководного водозабору. В Інституті гідромеханіки НАН України були проведені

модельні випробування зі створення такої завіси та визначені особливості руху рідини в каналі між завісою та берегом моделі водосховища на спеціально розробленому і створеному експериментальному стенді (рис. 2).



Рис. 2. Модель струмененаправляючої споруди: *а* – вхідна ділянка; *б* – рельєф дна

Експериментальні роботи проводилися за допомогою візуальних досліджень та інструментальних вимірювань полів швидкості, тиску на навантажень на гнучку струмененаправляючу завісу. В результаті отримані поля швидкості у приповерхневій та придонній області течії усередині моделі струмененаправляючої споруди (рис. 3).

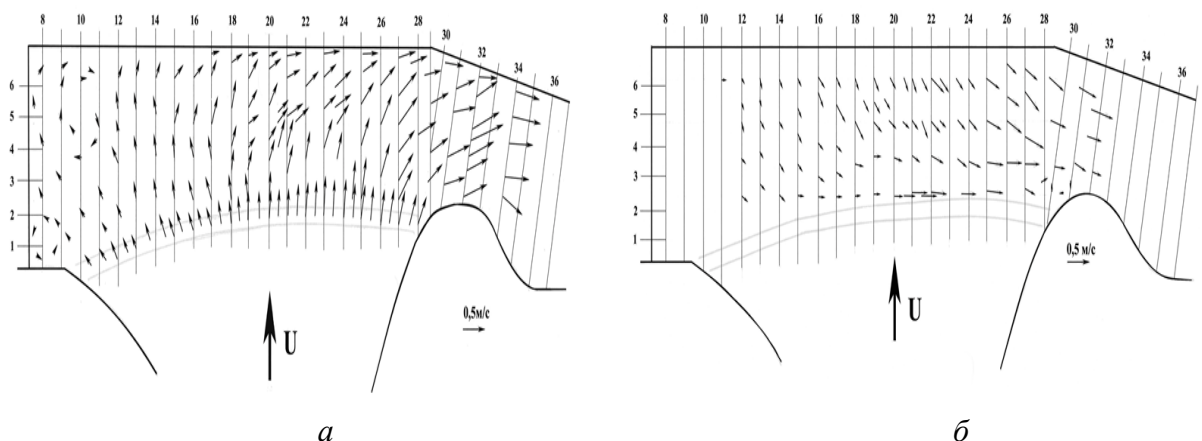


Рис. 3. Поле швидкості поблизу струмененаправляючої споруди: *а* – поверхнева та *б* – придонна течії

Виявлено, що в натурних умовах максимальна швидкість приповерхневого шару на глибині близько 1 м буде спостерігатися в області звуження потоку і досягне значення порядку $(0,65=0,75)$ м/с або $(1,5...1,7)U$. Встановлено, що на глибині 0,5 м над дном, особливо в тупиковій області споруди та області найбільших глибин перед полотном завіси, зареєстровано зворотну течію, яка мала напрямок від завіси до греблі. Максимальні швидкості зворотного течії становили $(0,05=0,1)$ середньовитратної швидкості над греблею.

Установлено, що найбільший динамічний тиск, що діяв на полотно завіси струмененаправляючої споруди, спостерігався в приповерхневому шарі потоку (до 1,5 м в натурних умовах). Зі збільшенням швидкості течії динамічний тиск, що діяв на полотно завіси, збільшувався, і максимальні значення спостерігалися в області звуження потоку.

САМОУЗГОДЖЕНА ЧИСЕЛЬНА СХЕМА ДЛЯ РОЗВ'ЯЗАННЯ КІНЕТИЧНОГО РІВНЯННЯ ЕБРО-ЛЕКЬО В ЗАДАЧАХ РЕОЛОГІЇ СКЛАДНИХ РІДИН

Горбань І.М.¹, Горбань Н.В.²

¹Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, ivgorban@gmail.com

²Bauhaus-Universität Weimar, Weimar, Germany, nata_gorban@i.ua

Мезоскопічна кінетична модель Ебро-Лекьо описує механічну поведінку складних рідин, які мають властивості м'яких склоподібних матеріалів. До них належать концентровані суспензії, емульсії, деякі види полімерів, гранульовані середовища, тощо. Їхньою характерною особливістю є наявність границі текучості: при напруженнях нижче певного критичного значення вони поведуться як пружні тверді тіла, а при перевищенні цього порогу переходять у стан пластичної течії. В мезоскопічній теорії матеріал розглядається як сукупність окремих блоків, кожен з яких характеризується власним значенням локального напруження.

Модель Ебро-Лекьо описує еволюцію локальних напружень у матеріалі під дією зовнішнього зсуву. Вона характеризується тим, що замість детермінованого опису еволюції напружень в окремих елементарних блоках розглядає статистичний розподіл локальних напружень. Для цього вводиться щільність імовірності $p(t, \sigma)$, що визначає частку елементарних блоків, які в момент часу t мають локальне напруження σ . Еволюція функції $p(t, \sigma)$ у часові описується кінетичною моделлю, отриманою на основі рівняння Фоккера-Планка [1]:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -G_0 \dot{\gamma} \frac{\partial p}{\partial \sigma} + D(t) \frac{\partial^2 p}{\partial \sigma^2} - \frac{1}{T_0} \mathcal{X}(\sigma)_{[-\sigma_c, \sigma_c]} p + \frac{D(t)}{\alpha} \delta_0(\sigma). \quad (1)$$

Кожен член рівняння (1) відповідає певному фізичному процесу в матеріалі. Перший описує конвекцію напружень, зумовлену зовнішнім зсувом зі швидкістю $\dot{\gamma}$; другий відповідає дифузії напружень; наступний доданок описує релаксацію блоків, де було перевищене критичне напруження σ_c і останній враховує повернення цих блоків у стан із нульовим напруженням після релаксації. $\mathcal{X}$ і δ_0 в (1) представляють собою функції Хевісайда та Дірака відповідно. Величини G_0 , σ_c , T_0 і α характеризують фізико-хімічні властивості матеріалу: G_0 – модуль пружності, σ_c – порогове напруження, T_0 – характерний час релаксації, протягом якого елемент переходить в новий стан рівноваги, α – безрозмірний параметр, який характеризує динамічну крихкість структури середовища. Особливістю фізики даного процесу є те, що коефіцієнт дифузії в рівнянні (1) не є сталою величиною, а залежить від поточного стану системи. Ця властивість, відома як самоузгодженість, перетворює лінійне рівняння Фоккера-Планка на нелінійне, що значно ускладнює знаходження його розв'язків. Докладно постановка задачі для рівняння (1) описана в роботі [2]. Зазначимо також, що рівняння Ебро-Лекьо пов'язує мезоскопічну динаміку процесу з макроскопічною реологією, оскільки на основі його розв'язку визначаються повне напруження матеріалу та його ефективна в'язкість.

В цій роботі розвинений самоузгоджений чисельний алгоритм для розв'язання рівняння (1), який використовує принцип розщеплення за фізичними процесами. Щоб забезпечити високу точність обчислень, в нього інтегрована ітераційна процедура для визначення нелінійного коефіцієнта дифузії. Ключовими елементами дискретизації є неявна схема для моделювання дифузії, метод характеристик із використанням сплайнів Акіми для етапу адвекції та обчислення дельта-функції із використанням прямокутного імпульсу. Виконане порівняння отриманих чисельних даних з відомими аналітичними розв'язками, а також досліджена його здатність коректно відтворювати розподіли з високими градієнтами та розривами без виникнення нефізичних осциляцій.

В розрахунках досліджена еволюція функції розподілу локальних напружень для широкого діапазону початкових умов, швидкостей зсуву та значень структурного параметра α . Встановлено, що система демонструє стійку асимптотичну збіжність до єдиного стаціонарного стану незалежно від початкової конфігурації. Це підтверджує існування в системі глобального атрактора у функціональному просторі розподілів імовірності, що фізично відповідає повній втраті пам'яті середовища про передісторію деформування. Аналіз динаміки L_2 -відстані між розв'язками підтвердив експоненційний характер релаксації в асимптотичному режимі та дозволив встановити суттєвий вплив швидкості зсуву на кінетику досягнення стаціонарного стану. Зокрема, виявлено, що інтенсифікація зовнішнього зсуву прискорює втрату пам'яті системи про початковий стан, скорочуючи час виходу на атрактор.

На рис. 1, 2 показано динаміку функції розподілу $p(t, \sigma)$ для різних значень швидкості зовнішнього зсуву та початкових умов. У першому випадку початковий стан системи p_0 (червона крива) задається у вигляді вузького гауссового розподілу, локалізованого в області від'ємних напружень. У другому випадку розподіл p_0 заданий у вигляді кусково-сталого функції зі стрибками першого роду. Сірі криві демонструють тут поступову перебудову розподілу. З результатів моделювання випливає, що незважаючи на різні початкові умови, система збігається до одного й того самого стаціонарного стану (синя крива), який характеризується різкою зміною нахилу функції $p(t, \sigma)$ поблизу $\sigma = 0$ та формуванням асиметричного хвоста в області додатних напружень. Ці розрахунки підтверджують, що незалежно від фізично допустимого початкового стану система прямує до єдиного глобально стійкого розв'язку (атрактора).

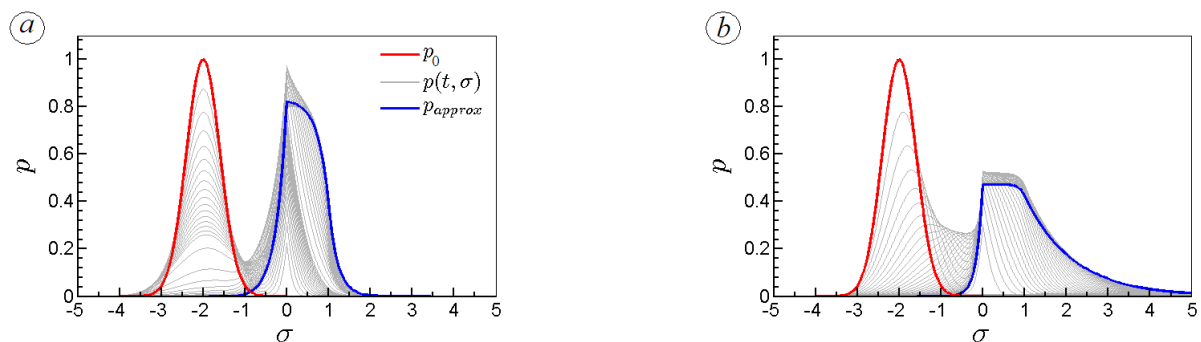


Рис. 1. Еволюція функції $p(t, \sigma)$ від зміщеного гауссового розподілу p_0 до стаціонарного стану p_{approx} при $\alpha = 0.3$ для різних значень швидкості зсуву: $a - \dot{\gamma} = 0.1$; $b - \dot{\gamma} = 1$

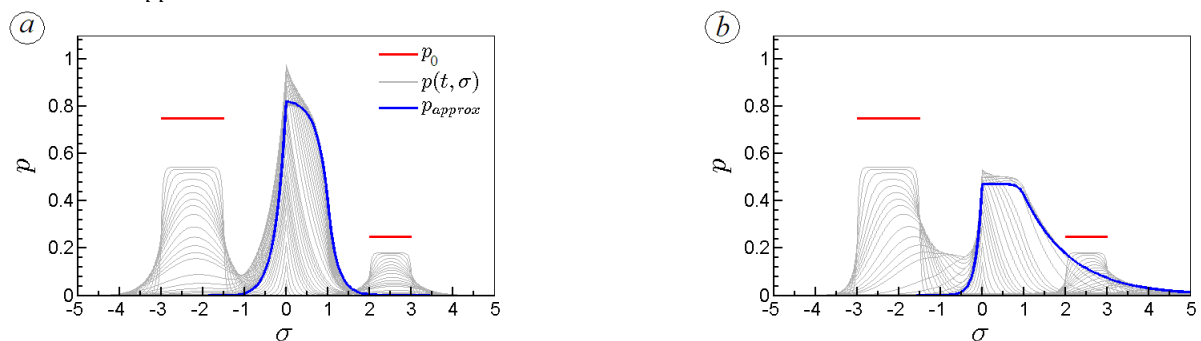


Рис. 2. Еволюція функції $p(t, \sigma)$ від кусково-сталого розподілу до стаціонарного стану p_{approx} при $\alpha = 0.3$ для різних значень швидкості зсуву: $a - \dot{\gamma} = 0.1$; $b - \dot{\gamma} = 1$

Перелік посилань

1. H´ebraud, P., Lequeux, F. (1998) Mode-coupling theory for the pasty rheology of soft glassy materials. Phys. Rev. Lett., 81, 2934–2937. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.2934>
2. Gorban, N.V., Rffle, B.S. (2026) Asymptotic behavior of solutions for a lattice system generated by non-autonomous complex flows modeling concentrated suspensions. J. Nonlin. Math. Phys., 33, 53p. <https://doi.org/10.1007/s44198-026-00404-x>

ДВОМОДОВА МОДЕЛЬ ХРЕСТОПОДІБНИХ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ У ВОДІ В ЦИЛІНДРИЧНІЙ ЄМНОСТІ

Горський Ю.В.¹, Краснопольська Т.С.²

¹Інститут гідромеханіки НАНУ України, м. Київ, yuragv@urk.net

²Інститут гідромеханіки НАНУ України, м. Київ, krasnopolska1005@gmail.com

Хрестоподібні хвилі є характерним хвильовим явищем, яке спостерігається як у лабораторних експериментах і пристроях типу «співаючого бокала», так і в задачах морської техніки, зокрема під час дослідження динаміки кораблів. Теоретичне обґрунтування можливості їхнього збудження в «співаючому бокалі» приводяться в статтях [1,2].

У даній роботі було розроблено принципово нову модель, що передбачає одночасне збудження двох власних мод вільної поверхні. Комп'ютерне моделювання та графічне представлення вільної поверхні за допомогою двох власних форм показує основні риси хвильових структур у «співаючих бокалах».

Для аналізу хвиль на вільній поверхні рідини в «співаючому бокалі» геометрію ємності було спрощено: контейнер у формі чаші замінюється циліндром радіуса R із плоским горизонтальним дном. Попри осьову симетрію резервуара, його стінка коливається за другою коловою модою, тому її зміщення залежить від азимутальної координати θ як $\cos(2\theta)$. Рух рідини описують у циліндричній системі координат (r, θ, x) , вісь x якої збігається з віссю резервуара. Середню глибину рідини позначають через d . Початок координати x розташовують на незбуреній вільній поверхні, тож положення дна резервуара задається як $x = -d$. За гармонічних коливань стінки з кутовою частотою ω її миттєвий радіус задають як $R^*(x, \theta, t) = R + \chi(x, \theta, t)$, де $\chi(x, \theta, t) = a \cos(2\theta) \cos(\pi x / 2d) \cos(\omega t)$. Припускаючи, що рідина є нев'язкою і нестисливою, поле швидкості представлялося в термінах потенціалу швидкості. Менісковий та капілярний вплив на лінії контакту поверхні рідини зі стінкою циліндра виключено. Крім того, припускається, що швидкість рідини залишається обмеженою по всій області,

З використанням методу суперпозиції було розв'язано лінійну задачу для поверхні, що коливається, що дозволило обґрунтувати виникнення вимушених хвиль із чотирма вузлами в азимутальному напрямку, а також дозволило визначити власні форми тк резонансні частоти коливань. Ґрунтуючись на отриманих результатах лінійної теорії, методом збурень за малим параметром епсілон, якій враховує як малість коливань бокалу a , так і малість інерційних ефектів від руху бічної поверхні будується розв'язок задачі для в нелінійному наближенні. Для опису коротких хрестоподібних хвиль було отримано нелінійні параметричні рівняння. Побудовано дві математичні моделі. Перша модель описує появу хрестоподібних хвиль, коли на вільній поверхні рідини спостерігається лише одна власна мода. У цьому випадку власна частота моди $\omega \approx 2\omega_{nm}$ повинна бути близькою до частоти коливань бічної поверхні циліндричної ємності. Друга модель (1) застосовується у випадку, коли присутні дві власні моди $\omega \approx 2\omega_{nm} \approx 2\omega_{n+2h}$, і в цьому випадку частота коливань бічної поверхні ємності вдвічі перевищує власні частоти резонансних мод.

$$\begin{aligned} \ddot{\xi}_{nm} + \omega_{nm}^2 \xi_{nm} - \ddot{\xi}_{n+2h} B_{nm} a \cos \omega t + \dot{\xi}_{n+2h} V_{nm} a \sin \omega t - \xi_{n+2h} \omega Q_{nm} a \cos \omega t = 0; \\ \ddot{\xi}_{n+2h} + \omega_{n+2h}^2 \xi_{n+2h} - \ddot{\xi}_{nm} A_{n+2h} a \cos \omega t + \dot{\xi}_{nm} V_{n+2h} a \sin \omega t - \\ - \xi_{nm} \omega M_{n+2h} a \cos \omega t = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Для проведення експериментальних досліджень в Інституті гідромеханіки НАН України було розроблено стенд, на якому за допомогою фотокамери було зафіксовано хвильову картину при збудженні хрестоподібних хвиль на поверхні рідини в циліндричній ємності. Одночасно з цим здійснювалася реєстрація частоти акустичного випромінювання,

що створювалося вібруючими стінками ємності. Було отримано фотознімки (рис. 1), на яких видно як з'являється хвиля, доповнюючи резонансну.

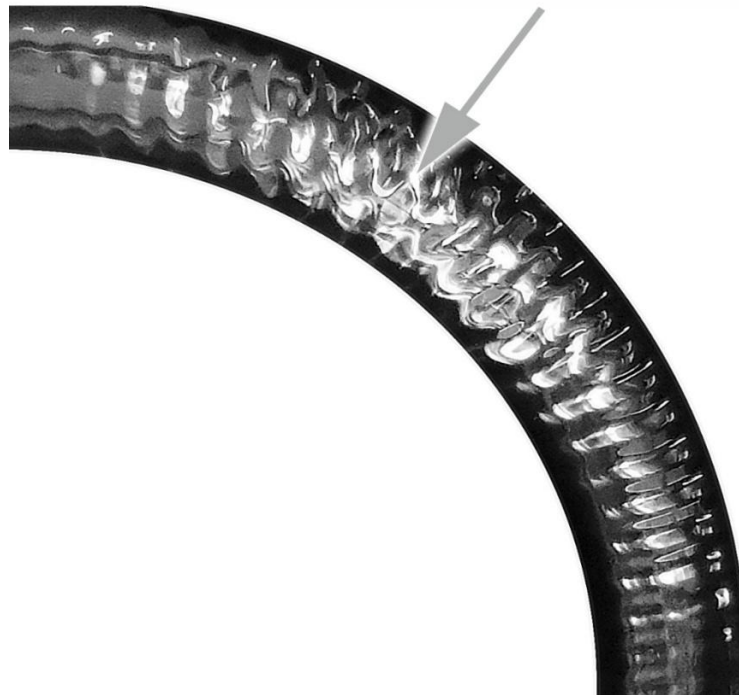


Рис. 1. Хрестоподібні хвилі біля краю “співаючого бокалу” в лабораторному експерименті

Отримані експериментальні результати свідчать на користь теоретичної моделі, яка передбачає взаємодію двох зв'язаних власних мод із близькими резонансними частотами. Графічні зображення піднесення вільної поверхні за двома наближеннями власних мод відображають основні риси хвильових картин, що спостерігаються експериментально на вільній поверхні рідини, яка міститься в у циліндричній ємності з вібруючими стінками, і розраховані власні частоти резонансних мод приблизно вдвічі менші за частоту коливань бічної поверхні циліндра. Поява чотирьох зон зі зростаючими/спадаючими амплітудами хвиль та їхнє розташування в цих зонах також пояснюється зональною структурою вузлових коливань циліндричної поверхні ємності.

Перелік посилань

1. Krasnopol'skaya TS, van Heijst GJF (1996) Wave pattern formation in a fluid annulus with a vibrating inner shell. J. Fluid Mech. 328:229-252. doi: 10.1016/j.euromechflu.2017.08.011
2. Gorskiy YV, Krasnopol'skaya TS, Zhuk YO (2025) Cross-waves in fluid surface in the partly filled cylindrical container // International Applied Mechanics. – 61, no. 6:40–55.

АНАЛІЗ ВПЛИВУ ФІЗИКО-МЕХАНІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТИТАНОВИХ СПЛАВІВ ТА ФОРМИ ПЛАНУ НА НАПРУЖЕНО- ДЕФОРМОВАНИЙ СТАН ПОЛОГИХ ОБОЛОНОК НЕПРЯМОКУТНОЇ ФОРМИ

Григоренко О. Я. – академік НАН України, доктор фіз.-мат. наук, професор;

Філь Є. В.

Інститут механіки ім. С.П. Тимошенка НАН України, м. Київ

ayagrigorenko1991@gmail.com, evgeniy.fil87@gmail.com

Дослідження напружено-деформованого стану (НДС) пологих оболонок з ортотропних матеріалів є актуальним завданням авіа-, машино- та суднобудування. Особливого значення цей напрям набув в аерокосмічній галузі та військовій техніці (MilTech) — зокрема, під час проектування надлегких елементів фюзеляжу та крил безпілотних літальних апаратів (БПЛА) [1], а також у біомедичній інженерії, де ортотропні титанові сплави застосовуються для виготовлення імплантів складної форми. Тому розробка та вдосконалення методів оцінки НДС оболонок є актуальною науково-практичною задачею. Математичне моделювання таких конструкцій є надскладною задачею через комплексну дію трьох взаємопов'язаних чинників: геометричної складності, анізотропії матеріалу та необхідності розв'язання системи рівнянь із частинними похідними високого порядку. Для подолання цих труднощів розроблено дискретно-континуальний підхід, який поєднує геометричне перетворення вихідної області до одиничного квадрата $\bar{x} = T \cdot \xi$, апроксимацію невідомих функцій u, v, w, ψ_x, ψ_y сплайнами, для зведення отриманої двовимірної задачі до одновимірної, та розв'язання останньої стійким чисельним методом дискретної ортогоналізації [3].

Розглянуто пологі оболонки сталої товщини з жорстко закріпленими контурами (защемлення), кривизнами $k_1 = k_2 = 0,1$ та рівномірно розподіленим поверхневим навантаженням q_0 . У межах загальної ортотропної моделі [1] матеріал оболонки задано як частинний (ізотропний) випадок пружних характеристик: $E_1 = E_2 = E$, $\nu_1 = \nu_2 = \nu$, $G_{12} = G$. Досліджено три марки титанових сплавів різного класу і призначення (табл. 1, модулі нормовано відносно $E_0 = 100$ ГПа) та п'ять форм плану, заданих координатами вершин чотирикутника: квадрат (g1), прямокутник з відношенням сторін 4:1 (g2), ромб (g3), паралелограм (g4) і трапеція (g5).

Табл.1: Досліджувані титанові сплави

Поз.	Марка сплаву	Клас	E , ГПа	G , ГПа
m1	Ti-6Al-4V (BT6)	$\alpha-\beta$	114	44
m2	Ti-13Nb-13Zr	near- β	62	23
m3	Ti-8Al-1Mo-1V	near- α	125	47

Розрахунки виконано для всіх 15 комбінацій «сплав–форма». Аналіз безрозмірного прогину $w = wE/q_0$ виявив дві закономірності. По-перше, для всіх п'яти геометрій зберігається однаковий порядок сплавів за величиною прогину: найбільший прогин демонструє найменш жорсткий сплав Ti-13Nb-13Zr (m2, $E = 62$ ГПа), проміжний – Ti-6Al-4V (m1), найменший (тобто найвищу просторову жорсткість) – Ti-8Al-1Mo-1V (m3, $E = 125$ ГПа), рис. 1. Максимальна деформація виявилася обернено пропорційною модулю пружності матеріалу, що підтверджує коректність побудованої моделі.

По-друге, форма плану суттєво впливає на загальну жорсткість конструкції за однакових умов закріплення контуру. Найменшу жорсткість (найбільші прогини, $\hat{w} \approx 25$ для сплаву m2) демонструє квадратна оболонка (g1): контур однаково обмежує прогин з

усіх напрямків, а форма прогину нагадує правильний купол. Витягнутий прямокутник (g2) виявився найжорсткішим: закріплення вздовж довгих сторін істотно обмежує деформацію в центрі ($\hat{w} \approx 4,5$), епюра прогину набуває вигляду витягнутого плато. Косокутні форми – ромб, паралелограм, трапеція (g3–g5) – займають проміжне положення ($\hat{w} \approx 19 \dots 22$ для m2); наявність гострих/тупих кутів і непаралельних сторін зсуває положення максимуму прогину відносно геометричного центра фігури.

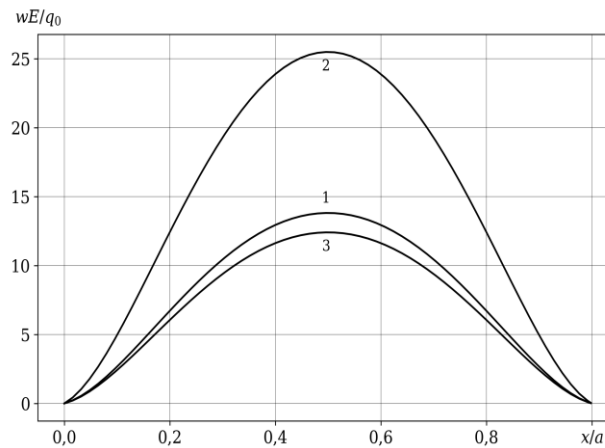


Рис. 1: Розподіл прогину $\hat{w} = wE/q_0$ вздовж перерізу оболонки квадратної форми (g1): 1 – Ti-6Al-4V; 2 – Ti-13Nb-13Zr; 3 – Ti-8Al-1Mo-1V

Встановлено, що вибір марки титанового сплаву для елементів конструкцій пологих оболонок непрямокутної форми повинен урахувати не лише вимоги до біосумісності чи маси, а й очікувану величину деформації: для елементів, що потребують високої розмірної стабільності, доцільно поєднувати жорсткі α - чи $(\alpha-\beta)$ -сплави з витягнутими геометричними формами плану; натомість більш піддатливі β -сплави, придатні, зокрема, для зменшення ефекту екранування напружень у кістковій тканині при імплантуванні, вимагають обов'язкового врахування суттєво більших прогинів під час проєктування. Отримані результати підтверджують ефективність розробленого дискретно-континуального підходу як інструменту параметричного аналізу НДС пологих ортотропних оболонок складної форми в плані та можливість його застосування для обґрунтованого вибору матеріалу й геометрії оболонкових конструкцій.

Перелік посилань

1. Bogdanov V.L., Grigorenko A.Ya., Chepkov I.B., Odnoralov I.A., A.V. Kuchynskyi A.V., Kremenytskyi V.V., Sperkach S.O. – Identification of Special-Purpose Structures by Their Fragments Based on Scanning Electron Microscopy Methods // Advanced Structured Materials Springer. – 2025. – Vol. 233. 406 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-031-88827-4>
2. Grigorenko A.Ya., Müller W.H., Grigorenko Ya.M., Vlaikov G.G. Recent Developments in Anisotropic Heterogeneous Shell Theory. General Theory and Applications of Classical Theory – Volume I. Berlin: Springer, 2016. 116 p. <https://doi.org/10.1007/978-981-10-0353-0>
3. Григоренко О. Я., Філь Є. В. Розв'язання задач про напружено-деформований стан пологих оболонок непрямокутної форми в плані. Проблеми обчислювальної механіки і міцності конструкцій. 2026. Вип. 41. <https://doi.org/10.15421/4226105>.
4. Grigorenko A.Ya., Pankratiev S.A., Yaremchenko S.N. Solving the Problems on Stress-Strain State of Plates of Complex Shape in the Refined Statement // Int. Appl.Mech. 2017. Vol. 53. No. 3. P. 326–333. <https://doi.org/10.1007/s10778-017-0814-6>.

ПРО ЕВОЛЮЦІЮ КОНСТРУКЦІЙ ТА СУЧАСНІ ТЕНДЕНЦІЇ РОЗВИТКУ АНТРОПОМОРФНИХ ПРОТЕЗІВ КИСТІ

Грисевич Роман Юрійович

Інститут механіки ім. С.П. Тимошенка НАН України, м.Київ, hrysevych@gmail.com

Вступ та актуальність.

Втрата верхньої кінцівки суттєво обмежує якість життя, професійну діяльність та соціальну інтеграцію людини. Відновлення природної кінематики людської руки та функцій захоплення предметів різної геометрії належить до актуальних міждисциплінарних задач біомеханіки, матеріалознавства, прикладної механіки та теорії автоматичного керування. Сучасні антропоморфні протези кисті еволюціонували від пасивних косметичних оболонок до складних мехатронних і роботизованих систем із біонічним керуванням. Водночас аналіз досвіду реабілітації пацієнтів свідчить про високий відсоток відмови від активних протезів, зумовлений їхньою надмірною масою, недостатньою експлуатаційною надійністю, складністю технічного обслуговування та втомлюваністю м'язів кукси. Це зумовлює необхідність комплексного аналізу конструктивних схем, оптимізації кінематичних ланцюгів та розробки уточнених методів моделювання напружено-деформованого стану силових елементів протезної кисті.

Історична ретроспектива та функціональна класифікація.

Розвиток засобів протезування верхніх кінцівок пройшов кілька ключових етапів:

1. *Пасивні та косметичні конструкції.* Перші протези являли собою жорсткі металеві або дерев'яні конструкції з фіксованими або ступінчасто регульованими положеннями пальців. Їхньою основною функцією залишається естетичне маскування дефекту та пасивна опора.

2. *Тягові (механічні) протези.* Завдяки використанню енергії руху збережених сегментів тіла (плечового поясу або ліктьового суглоба) через систему гнучких боудентросів вдалося забезпечити активне відкривання/закривання захоплення. Тягові протези вирізняються високою міцністю, невисокою вартістю та забезпечують прямий пропріоцептивний зворотний зв'язок за рахунок натягу троса, що пояснює їхню широку популярність і в сучасній практиці.

3. *Міоелектричні та біонічні системи.* Застосування поверхневих датчиків електроміографії (ЕМГ) дозволило зчитувати біопотенціали збережених м'язів передпліччя для керування електромеханічними приводами. Сучасні розробки базуються на алгоритмах пропорційного керування, розпізнаванні патернів м'язової активності та таргетній реіннервації м'язів.

4. *Системи на основі тензометрії поверхні шкіри та машинного навчання.* Новітнім напрямом у розвитку біоінтерфейсів є відстеження механічних деформацій, пружного натягу та топографічних змін поверхні шкіри кукси під час скорочення м'язів передпліччя. На відміну від класичної електроміографії (ЕМГ), яка є чутливою до потовиділення, електромагнітних завад і зміщення електродів, використання гнучких тензорезистивних або оптичних сенсорів забезпечує стабільну реєстрацію просторового рельєфу м'язових волокон. Інтеграція масивів таких датчиків із моделями машинного навчання (штучними нейронними мережами) дозволяє аналізувати динаміку натягу шкіри в режимі реального часу, з високою точністю дешифрувати намір користувача та прогнозувати цільовий патерн захоплення чи окремий просторовий жест пальців.

Кінематичні схеми, типи приводів та піддатливі механізми. Анатомічна кисть людини володіє складним кінематичним ланцюгом із понад 20 ступенями вільності (DoF – degrees of freedom), відтворення яких у штучному пристрої обмежене жорсткими масогабаритними рамками (маса дистального модуля не повинна перевищувати 400-500г). Відповідно до принципу розподілу рухів виділяють такі схеми:

- *Повністю керовані та надлишково приводні системи*: кожен шарнір пальця приводиться в дію незалежним мікроелектродвигуном. Це забезпечує максимальну гнучкість рухів, проте призводить до критичного зростання маси, енергоспоживання та ймовірності механічної відмови.

- *Недоприводні механізми (underactuated)*: кількість керованих приводів менша за кількість ступенів вільності (DoA – degrees of Actuation) – ($\text{DoA} < \text{DoF}$). Розподіл силового потоку реалізується за допомогою просторових шарнірно-важільних механізмів (чотириланковиків), диференціальних передач або розгалужених тросових зв'язків. Такі конструкції забезпечують пасивну механічну адаптацію пальців до довільної форми об'єкта захоплення при використанні лише одного або двох моторів.

- *Піддатливі механізми (compliant mechanisms)*: заміна традиційних циліндричних шарнірів на гнучкі пружні зони або інтеграція еластомерних матеріалів (поліуретан, силікон). Пружні деформації дозволяють поглинати енергію ударних навантажень, компенсувати відхилення траєкторій та зменшувати кількість складальних одиниць.

Адитивне виробництво та топологічна оптимізація. Поширення технологій 3D-друку відкрило можливість створення легких, доступних і персоналізованих конструкцій із відкритим інженерним кодом (open source). Використання термопластів (PLA, ABS, PETG, Nylon) та композитів, наповнених вуглеволокном, забезпечує високе питоме співвідношення міцності до маси.

Водночас поширене нанесення матеріалу зумовлює суттєву анізотропію механічних властивостей, що створює ризик розшарування деталей при міжшаровому зсуві. Це вимагає застосування методів скінчено-елементного (МСЕ) моделювання для аналізу напружено-деформованого стану фаланг пальців та елементів долоні під час виконання типових захоплень: циліндричного, щипкового, плоского та гачкоподібного із силовими навантаженнями в діапазоні 15÷50Н. Застосування топологічної оптимізації дозволяє раціонально перерозподілити матеріал у зонах концентрації напружень та досягти зниження маси рухомих елементів на 20÷35% при збереженні проектною жорсткості.

Висновки. Сучасні тенденції в галузі проектування протезів кисті орієнтовані на створення гібридних недоприводних систем із використанням піддатливих шарнірів та легких полімерних матеріалів. Головним інженерним завданням залишається забезпечення статичної та втомної міцності тонкостінних елементів складної просторової геометрії. Перспективним напрямом досліджень є розвиток методів числового моделювання нелінійного деформування композитних та еластомерних елементів протезів з урахуванням динамічного контакту та змінних циклічних навантажень.

КВАНТОВІ ТЕХНОЛОГІЇ ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОГО АНАЛІЗУ ДАНИХ ДЛЯ ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ЕНЕРГЕТИЧНИХ та ГІДРОМЕХАНІЧНИХ СИСТЕМ

Джалладова І.А., д.ф.-м.н., професор, email: ldzhalladova@gmail.com кафедра системного аналізу та кібербезпеки КНЕУ імені Вадима Гетьмана, м. Київ, Україна.

Камінський О.Є., д.е.н., професор, email: olkam@kneu.edu.ua

Лютий О.І., к.т.н., професор, email: lai47@ukr.net

Сучасні енергетичні системи є складними динамічними об'єктами з великою кількістю розподілених джерел енергії, накопичувачів, сенсорів і автоматизованих систем керування, ефективність яких визначається просторово-часовими характеристиками потоків та процесів. Традиційні методи їх оптимізації потребують значних обчислювальних ресурсів, тому дедалі більшого значення набуває використання великих масивів експериментальних даних для оперативного моніторингу, прогнозування режимів роботи та інтелектуального керування обладнанням. Актуальним є створення гібридної квантово-класичної системи інтелектуального аналізу даних, у якій класичні чисельні методи забезпечують моделювання фізичних процесів, методи машинного навчання — побудову цифрового двійника, а квантові алгоритми використовуються для розв'язання найбільш складних комбінаторних задач оптимізації. Сучасні дослідження квантових обчислень розглядають передусім гібридні підходи до optimal power flow, economic dispatch, unit commitment та оптимізації структури енергомереж. Водночас практичне квантове прискорення для великих промислових задач поки що потребує експериментального підтвердження через обмеження **NISQ-обладнання** (це сучасні квантові обчислювальні пристрої та пов'язана з ними інфраструктура, призначені для виконання квантових алгоритмів в умовах наявності шумів і обмеженої кількості кубітів).

Модель. Для опису гідродинамічних процесів у проточній частині енергетичного обладнання використаємо рівняння збереження маси та імпульсу для нестисливої рідини. Рівняння нерозривності має вигляд

$$\nabla \cdot u = 0, \quad (1)$$

а рівняння руху

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u \right) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu_{\text{eff}} (\nabla u + \nabla u^T)] + \rho g, \quad (2)$$

де u — вектор швидкості; p — тиск; ρ — густина робочого середовища; $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$ — ефективна динамічна в'язкість з урахуванням турбулентної складової; g — вектор масових сил.

Для енергетичних систем, у яких істотне значення має теплообмін, математична модель доповнюється рівнянням перенесення енергії

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k_{\text{eff}} \nabla T) + q_v, \quad (3)$$

де T — температура; c_p — питома теплоємність; k_{eff} — ефективний коефіцієнт теплопровідності; q_v — об'ємне джерело теплоти.

Рівняння (1)–(3) дозволяють визначити просторово-часові поля параметрів, які безпосередньо впливають на ефективність енергетичного обладнання.

Для чисельного розв'язання пропонується використання методу скінченних об'ємів (Finite Volume Method, FVM). Його перевагою для задач гідромеханіки є виконання законів збереження безпосередньо на дискретному рівні.

Для розв'язання великих нелінійних систем (5) доцільно використовувати сучасний метод Jacobian-Free Newton–Krylov [1]. Він поєднує метод Ньютона з ітераційними методами підпросторів Крилова та дозволяє уникнути явного формування повної матриці

Якобі. Такий клас методів широко використовується для великих нелінійних задач обчислювальної фізики.

В роботі авторів запропонована математична модель, яка формує єдину гібридну технологію інтелектуального аналізу та оптимізації енергетичних систем, що поєднує фундаментальні рівняння гідромеханіки, метод скінченних об'ємів, Jacobian-Free Newton–Krylov, методи редукції розмірності, physics-informed neural networks і квантову оптимізацію [2].

На відміну від підходу, за якого квантовий комп'ютер розглядається як заміна традиційних чисельних методів, запропонована архітектура передбачає їх функціональне розділення. Високоточне моделювання фізичних процесів здійснюється класичними засобами, машинне навчання забезпечує швидку реконструкцію стану енергетичного об'єкта, а квантовий модуль використовується для пошуку ефективних рішень у просторі дискретних керуючих змінних.

Найбільш перспективним напрямом застосування такого підходу є створення цифрових двійників гідротурбін, насосних станцій, гідроакумуючих електростанцій, теплообмінного обладнання та комплексних енергетичних систем. Використання експериментальних даних у поєднанні з фізично обґрунтованими чисельними моделями дозволяє здійснювати прогнозування енергоефективності, виявлення аномальних режимів, оцінювання гідравлічних втрат та оптимальне керування обладнанням. Квантовий процесор не замінює класичні чисельні методи, а виступає спеціалізованим оптимізаційним модулем для найбільш складної дискретної частини задачі. Саме гібридна архітектура сьогодні розглядається як один із найбільш практичних напрямів застосування квантових технологій до задач енергосистем[3-4].

У практичному експерименті пропонується паралельне розв'язання однакових оптимізаційних задач класичними та квантово-класичними методами та порівнювати якість рішення, час обчислення, масштабованість, кількість необхідних ітерацій і стійкість алгоритмів до збільшення розмірності задачі.

Подальші дослідження будуть спрямовані на програмну реалізацію запропонованої архітектури та її тестування на реальних експериментальних даних. Окремим завданням є встановлення граничної розмірності задач, для яких застосування квантового відпалу стає конкурентним порівняно з традиційними алгоритмами.

Перелік посилань

1. Chen Y., Vu T. L. *A Review of Quantum Computing Technologies in Power System Optimization*. Pacific Northwest National Laboratory. PNNL-37598, 2025. DOI: 10.2172/2571592.
2. Ellinas P., Chevalier S., Chatzivasileiadis S. A hybrid quantum-classical algorithm for mixed-integer optimization in power systems. *Electric Power Systems Research*. 2024. Vol. 235. 110835. DOI: 10.1016/j.epsr.2024.110835.
3. Raissi M., Perdikaris P., Karniadakis G. E. Physics-informed neural networks: A deep learning framework for solving forward and inverse problems involving nonlinear partial differential equations. *Journal of Computational Physics*. 2019. Vol. 378. P. 686–707. DOI: 10.1016/j.jcp.2018.10.045.
4. Farhi E., Goldstone J., Gutmann S. *A Quantum Approximate Optimization Algorithm*. arXiv:1411.4028, 2014.

АНАЛІЗ НАКОПИЧЕННЯ ЧИСЕЛЬНИХ ПОХИБОК ПРИ - МОДЕЛЮВАННІ НА GPU РУХУ ТОЧКОВИХ ВИХОРИВ

Довгий С. О.¹, Буланчук Г. Г.², Буланчук О.М.³

¹Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України,
 Київ, info@itgip.org

² ДВНЗ “Приазовський державний технічний університет”, Маріуполь,
ggbulan7@gmail.com

³ Інститут прикладних систем управління НАН України, Київ,
obulan65@gmail.com

У роботі досліджується вплив програмного середовища GPU-обчислень на накопичення чисельних похибок при моделюванні нестійкого вихрового шару методом точкових вихорів. Задача розглядається у трьох середовищах: подвійна точність на центральному процесорі, звичайна точність на GPU в середовищі OpenTK (мова GLSL) та Unity (мова HLSL) [1]-[3]. Усі розрахунки виконувались на одному і тому ж комп'ютері та відеокарті. Ці три алгоритми були абсолютно ідентичними, а єдиною відмінністю між реалізаціями були типи даних, компілятори шейдерів та графічні API.

Всередині прямокутника симетрично відносно осей X та Y розміщувались N вихорів із сумарною циркуляцією G з координатами $x_i \in (-a/2, a/2)$ $y_i \in (-\frac{d}{2}, \frac{d}{2})$ і циркуляцією Γ , яка визначалась як $\Gamma = G/N$. Швидкість від вихрового шару визначалась за формулами [4]:

$$u(x, y) = - \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{2\pi(y - y_i)}{a}\right)}{2a \left(\operatorname{ch}\left(\frac{2\pi(y - y_i)}{a}\right) - \cos\left(\frac{2\pi(x - x_i)}{a}\right) \right)} \quad (1)$$

$$v(x, y) = \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma \cdot \sin\left(\frac{2\pi(x - x_i)}{a}\right)}{2a \left(\operatorname{ch}\left(\frac{2\pi(y - y_i)}{a}\right) - \cos\left(\frac{2\pi(x - x_i)}{a}\right) \right)} \quad (2)$$

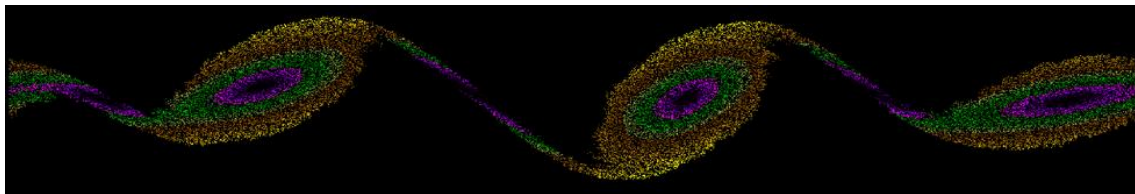
Уздовж осі X виконувалась умова періодичності. Рух вихорів описується системою диференціальних рівнянь першого порядку:

$$\frac{dx_j}{dt} = u(x_j, y_j), \quad \frac{dy_j}{dt} = v(x_j, y_j) \quad (3)$$

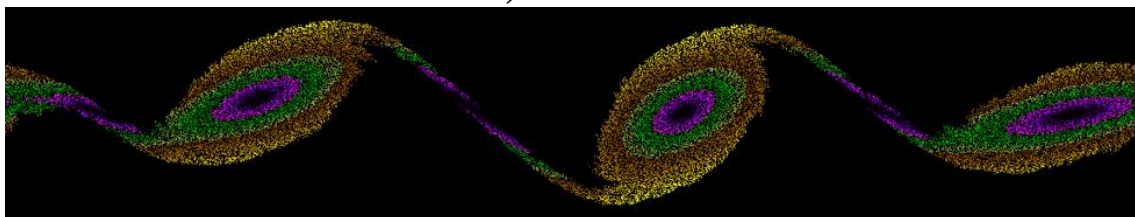
Наявність симетрії початкових умов дозволяє більш чітко визначати порушення симетрії, яке обумовлене нестійкістю Кельвіна-Гельмгольца та накопиченням чисельних похибок. Для уникнення сингулярності у формулах (1),(2) використовувалась процедура регуляризації, аналогічна введенню радіуса Ранкіна для точкового вихору. Задача Коші (3) розв'язувалась методом предиктор-коректор (leap-frog). Для радіус-вектора вихору $\vec{r}_j$ крок предиктор визначається за формулою $\vec{r}_{jp} = \vec{r}_j + 0.5 \cdot \vec{v}_j \cdot \Delta t$, а крок коректор – за формулою $\vec{r}_{j+1} = \vec{r}_j + \vec{v}_j(\vec{r}_{jp}) \cdot \Delta t$. Початкові дані вихорів завантажувалися на GPU і далі розрахунок виконувався тільки за рахунок обчислювальних шейдерів. Ці ж самі дані використовувалися для візуалізації. Результати поверталися на центральний процесор тільки для порівняння із результатами з подвійною точністю і збереження даних для порівняння між собою.

Виконувалося порівняння координат вихорів, положення центру завихреності та форма вихрового шару. Розрахунки показали, що для перших 10 кроків результати обчислень для GLSL та HLSL співпадають, що свідчить про ідентичність використаних алгоритмів. При цьому на початковому етапі усі вихори рухаються паралельно осі X і структура вихрового шару не порушується. Але із збільшенням числа кроків інтегрування

вихори зміщуються вздовж осі Y . Це пов'язано з накопиченням чисельних похибок. Починаючи з певного моменту симетрія шару вихорів явно порушується, вихори починають групуватися в невеликі клубки, а потім починається розвиток нестійкості Кельвіна-Гельмгольца, що призводить до формування великих вихрових структур. Слід зазначити, що рух шару відбувається в умовах нестійкості Кельвіна-Гельмгольца, яка після порушення симетрії внаслідок чисельних похибок призводить до швидкого згортання вихрового шару у вихрові клубки. Тому незначні відмінності в обчисленні функцій на GPU та їх накопичення призводять до відмінностей у результатах моделювання. Було також проведено дослідження впливу кроку по часу, завихреності та радіусу регуляризації на результат еволюції вихрового шару. Було встановлено, що кожна реалізація є бітово детермінованою. Незважаючи на практично повний збіг результатів окремих кроків інтегрування на початковому етапі та детермінованість обох реалізацій, при тривалому моделюванні вихрового шару спостерігається поступове накопичення розбіжностей між різними реалізаціями на GPU. При цьому макроскопічна структура течії, характер розвитку нестійкості та основні фізичні закономірності залишаються близькими протягом певного моменту часу (рис. 1). Але в подальшому розходження стають все значними і не схожими одна на одну. Слід зазначити, що збільшення циркуляції та кроку по часу істотно впливають на процес накопичення помилок. Менші апроксимаційні похибки при інтегруванні рівнянь руху вихорів призводять до меншого розходження результатів розрахунків.



а)



б)

Рис. 1 Результати моделювання вихрового нескінченного шару для 32768 вихорів через 3000 кроків по часу при циркуляції шару 50: а) Unity б)

Було встановлено, що навіть при використанні однакового алгоритму, однакових початкових умов та однієї й тієї самої відеокарті результати тривалого GPU-моделювання можуть відрізнятися залежно від програмного середовища виконання.

Перелік посилань

1. Wolff D. OpenGL 4 Shading Language Cookbook. 3rd ed Birmingham: Packt Publishing, 2018, 446 p.
2. Espíndola F. The Unity Shaders Bible. Jettelly, 2022, 373p.
3. Kalynych Y., Bilak Y., Nebesnyi R., Fedorka P.. Mathematical and Software Formation Process of Simulations on a Graphical Processing Unit//*Інформаційні системи та мережі. Вісник Національного університету «Львівська політехніка»*, 2022, Вип.11. С.110-126.DOI: <https://doi.org/10.23939/sisn2022.11.110>
4. Ferziger J. H., Perić M., Street R. L. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 4th ed. Cham: Springer, 2020. 631 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-99693-6>

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ АЕРОДИНАМІКИ ПРОФІЛЮ NASA0012, ЩО КОЛИВАЄТЬСЯ, ПРИ ПЕРЕХІДНОМУ ЧИСЛІ РЕЙНОЛЬДСА

Довгий С.О.¹, Редчиць Д.О.², Вєсков Є.В.³

¹Інститут прикладних систем управління Національної академії наук України, Київ,

s.dovgii@gmail.com

²Інституту транспортних систем і технологій Національної академії наук України, Дніпро,

redchits_da@ua.fm

³Навчально-науковий інститут інформаційних технологій та робототехніки Національного університету «Полтавська політехніка імені Юрія Кондратюка», Полтава,

veskovev@ukr.net

Дослідження нестационарного обтікання аеродинамічних профілів, що коливаються, в умовах ламінарно-турбулентного переходу має важливе значення при розробці малих літальних апаратів та малих вітроенергетичних установок [2, 5].

Розвиток малих літальних апаратів вимагає глибокого розуміння нестационарної аеродинаміки махових крил, де критичну роль відіграє структура вихрового сліду та перехід від режиму опору до режиму тяги при збільшенні зведеної частоти коливань крила [1, 5].

Незважаючи на значну кількість експериментальних та чисельних досліджень нестационарного обтікання профілів, що коливаються, основну увагу приділено або ламінарному режиму при числах Рейнольдса порядку $Re \approx 10^3$, або більш високим значенням $Re = 10^4 - 1.5 \cdot 10^5$, що відповідають перехідному та турбулентному режимам течії [2]. Діапазон чисел Рейнольдса від $2 \cdot 10^3$ до $4 \cdot 10^3$, характерний для багатьох малих літальних апаратів та малих вітроенергетичних установок, залишається вкрай маловивченим. Внаслідок цього дефіциту даних, питання верифікації відкритих CFD-пакетів для подібного класу задач і досі опрацьовані недостатньо. Особливої актуальності ця проблема набуває при розв'язанні рівнянь Нав'є-Стокса з одночасним використанням технологій багатоблокових сіток та сучасних моделей ламінарно-турбулентного переходу.

Метою даної роботи є валідація чисельної методики моделювання нестационарного обтікання профілю NASA 0012, що коливається, шляхом відтворення експериментальних результатів Tian та ін. [5], а також дослідження впливу малих збурень на вихроутворення та аналіз аеродинамічних сил.

В роботі розглядається симетричний профіль NASA0012, який здійснює коливання навколо горизонтальної осі, розташованої на відстані 0.25 довжини хорди від носика (передньої крайки) профілю при числі Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^3$ [5].

Амплітуда коливань профілю становить 5° відносно нульового середнього кута атаки, а зведена частота k_a варіюється від 6.6 до 12 [5].

Течія нестисливої рідини описувалася рівняннями Нав'є-Стокса спільно з моделлю турбулентності $k-\omega$ SST та $\gamma-Re_\theta$ моделлю ламінарно-турбулентного переходу [3].

Чисельне моделювання виконано методом скінченних об'ємів у програмному комплексі OpenFOAM. Для опису руху профілю застосовувалася технологія багатоблокових сіток, які перетинаються (overset mesh), що дозволяє реалізувати довільний рух. Для розв'язання рівнянь застосовувався розв'язувач overPimpleDyMFoam. Рівняння Нав'є-Стокса розв'язуються за допомогою модуля overPimpleDyMFoam – розв'язувача для нестационарних течій. overPimpleDyMFoam дискретизує нестационарні рівняння Нав'є-Стокса для нестисливої рідини у поєднанні з моделлю ламінарно-турбулентного переходу. Основні рівняння розв'язуються за допомогою алгоритму PIMPLE, який поєднує в собі елементи алгоритмів PISO та SIMPLE, зокрема ітераційні цикли та нижню релаксацію змінних [4].

Отримані системи лінійних алгебраїчних рівнянь розв'язуються за допомогою розв'язувача PBiCGStab (Preconditioned BiConjugate Gradient Stabilized) – стабілізований метод біспряжених градієнтів з діагональним неповним LU-передобумовленням (DILU). Просторова дискретизація виконувалася схемами другого порядку точності, а інтегрування за часом здійснювалося неявним методом другого порядку [4].

Отримані результати демонструють стійке відтворення основних закономірностей формування нестационарного вихрового сліду за профілем. Розрахункові поля швидкості та завихреності коректно відображають утворення та розвиток вихрових структур, що спостерігаються в експерименті [5]. Порівняння розподілів миттєвої завихреності, структури сліду та полів швидкості з опублікованими експериментальними даними показує якісний та кількісний збіг. Використання технології багатоблокових сіток, що перетинаються забезпечує коректне моделювання коливання профілю в області перекриття сіток.

Розроблена методика забезпечує достовірне відтворення експериментальних даних і може бути використана для подальших досліджень.

Перелік посилань

1. Koochesfahani, M.M. (1989). Vortical Patterns in the Wake of an Oscillating Airfoil. *AIAA Journal*, 27(9), 1200–1205. <https://doi.org/10.2514/3.10246>
2. Kurtulus, D.F. (2019). Unsteady aerodynamics of a pitching NACA0012 airfoil at low Reynolds number. *International Journal of Micro Air Vehicles*, 11, 1–21. <https://doi.org/10.1177/1756829319890609>
3. Langtry, R.B., & Menter, F. R. (2009). Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. *AIAA Journal*, 47(12), 2894–2906. <https://doi.org/10.2514/1.42362>
4. Moukalled, F., Mangani, L., Darwish, M. (2016). *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics: An Advanced Introduction with OpenFOAM® and Matlab®*. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-16874-6>.
5. Tian, W., Bodling, A., Liu, H., Wu, J., He, G., Hu, H. (2016). An experimental study of the effects of pitch-pivot-point location on the propulsion performance of a pitching airfoil. *Journal of Fluids and Structures*, 60, 130–142. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2015.10.014>

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ВАЛІДАЦІЯ ЧИСЕЛЬНОЇ МОДЕЛІ РОЗРАХУНКУ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПІДВОДНОГО АПАРАТА ПЛАНЕРНОГО ТИПУ

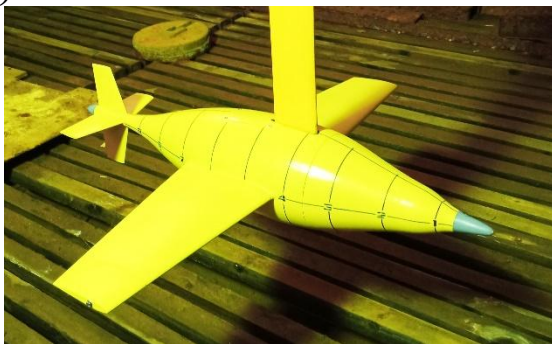
Загуменний Я.В., Кочін В.О., Мороз В.В., Оришів В.О., Староверов Д.К.
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, MorozVV@nas.gov.ua

Підводні апарати планерного типу є відносно новим типом підводних апаратів великого радіуса дії, які зараз активно розвиваються [1]. Принцип їх дії ґрунтується на відомому із гідробіоніки механізмі плавання риб, що керують своєю плавучістю за рахунок деформації повітряного міхура. Завдяки одночасному зміщенню центра ваги підводні апарати планерного типу здійснюють циклічні рухи (занурення-спливання) за пилко- чи спіралеподібною траєкторією. При цьому висока гідродинамічна якість (співвідношення між підіймальною силою та гідродинамічною силою опору) є запорукою ефективності такого підводного апарата.

Традиційно підводний апарат планерного типу складається з корпусу, крил і хвостового оперення. Якщо стосовно крил та хвостового оперення сформувалася досить стійка уява про їх форму та профіль, то для корпусу притаманне широке розмаїття. Аналіз гідродинамічних характеристик існуючих традиційних підводних апаратів планерного типу показав, що основним конструктивним елементом, який веде до зменшення гідродинамічної якості є корпус апарата. Тому нині йде активний пошук оптимальної форми корпусу підводних апаратів планерного типу. Як правило, оптимізація відбувається із застосуванням чисельних методів дослідження гідродинамічних характеристик підводного апарата [2]. За таких обставин валідація чисельних моделей, що застосовуються для розрахунку гідродинамічних характеристик, є **актуальною задачею**.

В методах удосконалення форм корпусів підводних планерів активно використовуються гідробіонічні підходи. Зокрема, в Інституті гідромеханіки НАН України розроблено гідродинамічну схему підводного апарата планерного типу, в якій в якості формоутворюючого профілю корпусу використано хвилясте веретеноподібне тіло (рис.1-а), концепцію якого запропоновано в роботі [3]. На поверхні корпусу підводного апарата в носовій частині спостерігається дві хвилі.

а)



б)

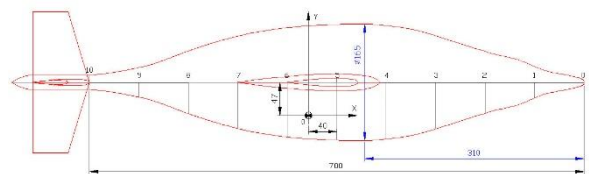


Рис.1. Загальний вигляд моделі підводного апарата (а)
та профіль корпусу підводного апарата планерного типу (б).

Для визначення інтегральних і локальних гідродинамічних характеристик підводного апарату, розроблено алгоритм моделювання як на основі прямого чисельного розв'язання нестационарних тривимірних рівнянь Нав'є-Стокса, так і з використанням моделей турбулентності [4], що дозволяє оцінити вплив зміни форм обводів апарату і його компоновки на гідродинамічні характеристики. **Метою роботи** є експериментальна валідація розробленої чисельної моделі, що застосовується для визначення гідродинамічних характеристик підводного апарату планерного типу.

Валідацію чисельної моделі було здійснено шляхом порівняння гідродинамічних характеристик (коефіцієнтів підйомної сили та сили гідродинамічного опору), отриманих відповідно експериментальним та розрахунковим способами. Була виготовлена та випробувана в дослідному басейні модель підводного апарата (рис.1-а). Модель мала діаметр корпусу 165 мм при довжині 700 мм. Випробування проводилися при швидкостях буксирування 1,06 та 1,44 м/с. Реєстрація сили гідродинамічного опору F_d та підйомна сила F_l здійснювалася за допомогою вбудованого в модель тензометричного динамометра в швидкісній системі координат (рис.1-б). Коефіцієнт гідродинамічного опору C_d визначався за формулою $C_d = 2F_d / (\rho U^2 A_{кр})$, а коефіцієнт підйомної сили C_l відповідно по формулі $C_l = 2F_l / (\rho U^2 A_{кр})$ (тут ρ - масова густина води; U – швидкість буксировки; $A_{кр}$ – площа крила в плані).

Були проведені розрахунки гідродинамічних характеристик підводного апарата в діапазоні кутів атаки від 0 до 8 градусів при швидкостях ходу 1,0 та 1,5 м/с. На рис.2 показано порівняння коефіцієнтів гідродинамічного опору та підйомної сили, отриманих відповідно експериментальним (індекс_ехр) та розрахунковим (без індексу) способами. Порівняння експериментальних та розрахункових даних свідчить, що розбіжність в дослідженому діапазоні параметрів не перевищує 5%.

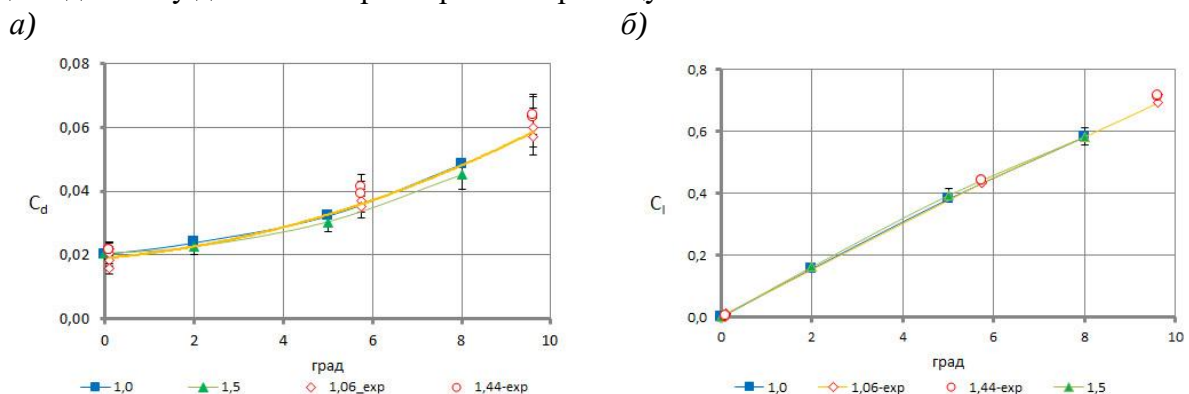


Рис.2. Порівняння розрахункових та експериментальних даних:
(а)- коефіцієнт гідродинамічного опору; (б)- коефіцієнт підйомної сили.

Висновок. Порівняння гідродинамічних характеристик підводного апарата планерного типу, отриманих розрахунковим та експериментальним шляхом, свідчить, що розроблена чисельна модель дозволяє адекватно і з достатньою для практики точністю передбачувати гідродинамічні характеристики підводного апарата планерного типу.

Перелік посилань

1. Wang J., Wu Z. X., Dong H. J., Tan M. and Yu J. Z. (2022) Development and control of underwater gliding robots: A review. IEEE/CAA J. Autom. Sinica, Vol. 9, No. 9, pp. 1543–1560, <https://doi.org/10.1109/jas.2022.105671>
2. Gao T., Wang Y., Pang Y. and Cao J. (2016) Hull shape optimization for autonomous underwater vehicles using CFD, Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, Vol.10, No.1, pp. 599-607, <https://doi.org/10.1080/19942060.2016.1224735>
3. Bannasch R. Widerstandsarme Strömungskörper - Optimal formen nach Patenten der Natur // BIONA-report 10, 3. Bionik-kongress - Mannheim, 1996, s.151-176.
4. Zagumennyi Ya., Voropaiev G. Numerical Simulation of Flows around Unsteady Moving Bodies. 5th Int. Conf. "High Performance Computing 2018" (HPC-UA'18): Kyiv, Ukraine, P. 179-182.

ВІБРАЦІЙНИЙ ШУМ ЛОПАТІ ВЕРТОЛЬОТА

Кармазін С.В.¹, Лук'янов П.В.²

¹КПІ ім. Ігоря Сікорського, idgbug@gmail.com

²КПІ ім. Ігоря Сікорського, p.lukianov@kpi.ua

Сьогодні відомо, що у нескінченному за двома координатами пружному шарі утворюються пружні хвилі Лемба. Цим хвилям присвячено досить багато робіт. Вони виходять з середини пружного шару на його поверхню. Частина з цих них розсіюється, частина повертається назад, але певна частина з них виходить в інше акустичне середовище - повітря. Остання частина хвиль фактично формує звук вібраційного походження. Оскільки ми розглядаємо у даній роботі не нескінченний шар скінченної товщини, а лопать вертольоту, яка моделюється тонкою прямокутною пластинною скінчених розмірів за трьома координатами, то в ній можливе формування пакету стоячих хвиль.

Фізична модель. Замінімо наближено лопать тонкою прямокутною пружною пластинною скінчених розмірів (рис.1). Під дією зовнішнього аеродинамічного навантаження усередині пластини виникають деформації, які спричиняють виникнення звукових хвиль, частина з яких передається у повітря через нормальні напруження σ_{zz} . Дані напруження виражаються через потенціали звукових поздовжніх та поперечних хвиль, зв'язані з розподілом аеродинамічного навантаження $q(x, y)$ наступним чином:

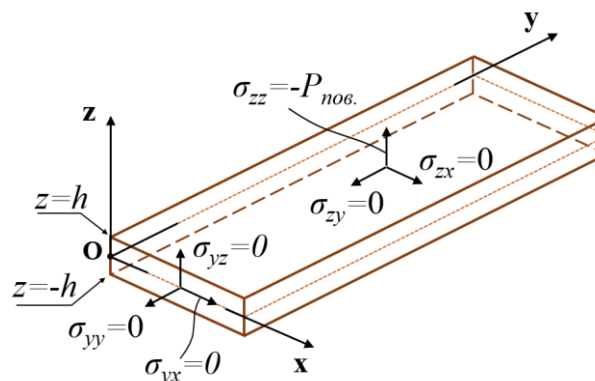
$$\sigma_{zz}|_{z=-h} = -q|_{\text{low}}(x, y), \sigma_{zz}|_{z=h} = -q|_{\text{up}}(x, y).$$


Рис.1 Розподіл напружень на поверхні лопаті

Математична модель. Відомо, що в межах гіпотези малих переміщень та деформацій, існування поздовжніх та поперечних звукових хвиль усередині пружного тіла описується рівнянням Нав'є-Коші [1], яке розпадається на два рівняння для потенціалів:

$$\Delta \varphi + k_l^2 \varphi = 0, \Delta \bar{\psi} + k_t^2 \bar{\psi} = 0, \quad (1)$$

де

$$k_l = \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{(\lambda + 2\mu)}}, k_t = \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{\mu}}, \lambda = \frac{Ev}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}.$$

Граничні умови. Оскільки реальна лопать на краях заокруглена, то застосуємо умову вільної від напружень границі (рис.1), яка означає рівність нулевій напружень [1]. Умова застосовується для торців лопаті:

$$y = 0, y = R: \sigma_{yx} = 0, \sigma_{yy} = 0, \sigma_{yz} = 0; x = 0, x = c: \sigma_{xx} = 0, \sigma_{zx} = 0, \sigma_{yx} = 0;$$

$$z = \pm h: \sigma_{zz} = -q(x, y), \sigma_{xz} = 0, \sigma_{yz} = 0, u_z = 0 \quad (2)$$

Розв'язання задачі. Гранична задача (1)-(2) розв'язана аналітично методом розділення змінних. Розв'язок має наступний вигляд [2]:

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & 4 \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_1 + \omega_2) \operatorname{sh} t_{nk} h \cdot \operatorname{ch} t_{nk} z}{R \cdot c \cdot a_{nk} \cdot \operatorname{sh} t_{nk} h \cdot \operatorname{ch} t_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y + \\ & + 4 \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_1 - \omega_2) \operatorname{ch} t_{nk} h \cdot \operatorname{sh} t_{nk} z}{R \cdot c \cdot a_{nk} \cdot \operatorname{sh} t_{nk} h \cdot \operatorname{ch} t_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y, \\ \psi_x(x, y, z) = & \frac{1}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_6 - \omega_5) \operatorname{ch} p_{nk} h \cdot \operatorname{ch} p_{nk} z}{(\lambda + \mu) p_{nk} \left(\frac{\pi n}{R} \right) \operatorname{sh} p_{nk} h \cdot \operatorname{ch} p_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y + \\ & + \frac{1}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_5 + \omega_6) \operatorname{sh} p_{nk} h \cdot \operatorname{sh} p_{nk} z}{(\lambda + \mu) p_{nk} \left(\frac{\pi n}{R} \right) \operatorname{sh} p_{nk} h \cdot \operatorname{ch} p_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y \\ \psi_y(x, y, z) = & \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_7 + \omega_8) \operatorname{sh} p_{nk} h \cdot \operatorname{ch} p_{nk} z}{\mu p_{nk} \pi k R \operatorname{ch} p_{nk} h \cdot \operatorname{sh} p_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y + \\ & + \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_8 - \omega_7) \operatorname{ch} p_{nk} h \cdot \operatorname{sh} p_{nk} z}{\mu p_{nk} \pi k R \operatorname{ch} p_{nk} h \cdot \operatorname{sh} p_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y \\ \psi_z(x, y, z) = & \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_3 + \omega_4) \operatorname{sh} p_{nk} h \cdot \operatorname{ch} p_{nk} z}{\lambda \pi^2 n k \operatorname{ch} p_{nk} h \cdot \operatorname{sh} p_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y + \\ & + \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\omega_3 - \omega_4) \operatorname{ch} p_{nk} h \cdot \operatorname{sh} p_{nk} z}{\lambda \pi^2 n k \operatorname{ch} p_{nk} h \cdot \operatorname{sh} p_{nk} h} \sin \frac{\pi k}{c} x \cdot \sin \frac{\pi n}{R} y, \quad (3) \\ \left\{ \begin{matrix} \omega_1 \\ \omega_2 \end{matrix} \right\} = & - \int_0^c \int_0^R \left\{ \begin{matrix} q_{up}(x, y) \\ q_{low}(x, y) \end{matrix} \right\} \sin \frac{\pi n}{R} y \sin \frac{\pi k}{c} x dx dy, \quad \left\{ \begin{matrix} \omega_3 \\ \omega_4 \end{matrix} \right\} = - \int_0^c \int_0^R \left\{ \begin{matrix} q_{up}(x, y) \\ q_{low}(x, y) \end{matrix} \right\} \cos \frac{\pi n}{R} y \cos \frac{\pi k}{c} x dx dy, \\ \left\{ \begin{matrix} \omega_5 \\ \omega_6 \end{matrix} \right\} = & \int_0^c \int_0^R \cos \frac{\pi n}{R} y \sin \frac{\pi n}{c} x \left\{ \begin{matrix} q_{up}(x, y) \\ q_{low}(x, y) \end{matrix} \right\} dx dy, \quad \left\{ \begin{matrix} \omega_7 \\ \omega_8 \end{matrix} \right\} = \int_0^c \int_0^R \sin \frac{\pi n}{R} y \sin \frac{\pi k}{c} x \left\{ \begin{matrix} q_{up}(x, y) \\ q_{low}(x, y) \end{matrix} \right\} dx dy, \\ p_{nk} = & \sqrt{-k_t^2 + \left(\frac{\pi k}{c} \right)^2 + \left(\frac{\pi n}{R} \right)^2}, \quad t_{nk} = \sqrt{\left(\frac{\pi k}{c} \right)^2 - \left(\frac{\pi n}{R} \right)^2 - k_l^2}. \end{aligned}$$

Таким чином, запропоновано фізичну модель генерації звуку вібраційного походження, яка урахує трансформацію внутрішніх хвиль, що утворюються під дією зовнішнього навантаження, у нормальні звукові коливання на поверхні лопаті.

Перелік посилань

1. Isakovich, M.A., *General Acoustics*. M.: "Science", 1973, p. 495
- Petro LUKIANOV, Sergii KARMAZIN. Noise of Elastic Thickness Vibrations of a Helicopter Blade Induced by Aerodynamic Loads// *Aerospace Technic and Technology*, N6 (2025), pp.4-15.
<https://nti.khai.edu/ojs/index.php/aktt/article/view/aktt.2025.6.01>

РОЗПОДІЛ ТЕМПЕРАТУРИ В ПРИСТІННІЙ ОБЛАСТІ ВИСОКОШВИДКІСНОГО ПІВОбМЕЖЕНОГО СТРУМЕНЮ ГАЗОВОГО ЕЖЕКТОРА

Коробов В.І.¹, Ярош Д.В.¹, Коробова М.В.², Колодій Н.О.³

¹Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ

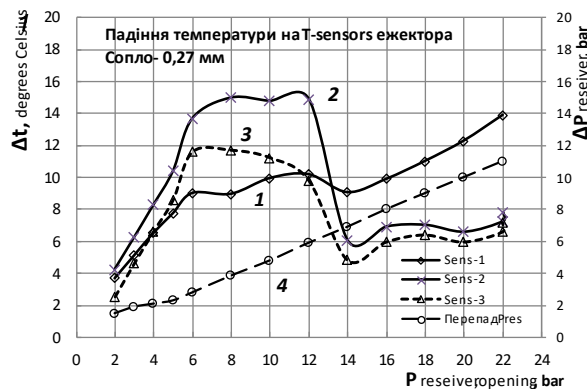
²Київський національний університет імені Тараса Шевченка

³НТУ Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського

vita.korobov@gmail.com

Газовий ежектор завдяки простоті конструкції, відсутності рухомих деталей і, отже, високої надійності широко використовується в різних галузях техніки, особливо в машинобудуванні. Вихлопний струмінь інжектора часто застосовується в системах охолодження деталей у процесі механічної та після термічної обробки. Пристрій має обмежений діапазон інтегрального перепаду температури. Хоча при цьому значний перепад температур реалізується всередині, безпосередньо на виході високошвидкісного струменя зі зрізаного сопла. Використання такої зони в конструкціях охолодження, наприклад мікропроцесорної техніки, може істотно підвищити коефіцієнт теплоперенесення. Для реалізації такого підходу необхідно розуміння досяжного рівня падіння температури на стінці, що охолоджується, в розгінній зоні високошвидкісного струменя. Ці дослідження покликані поповнити інформаційне поле у зазначеному напрямку.

Роботу виконано на експериментальному стенді. За допомогою мініатюрних малоінерційних напівпровідникових датчиків температури, які розміщувалися на поверхні розгінних граней макета плоского повітряного ежектора, вимірювалася температура в пристінній області первинного високошвидкісного струменя. Варіювався параметр імпульсу наддуву.



Отримані результати аналізувалися комплексно (Рис).

Інтерпретація режиму течії всередині камери змішування на основі даних температурних вимірювань та витратних параметрів, характер кривих на відповідних діаграмах, підтверджується фотографіями візуалізації течії всередині високошвидкісного тракту повітряного ежектора *).

1. Зафіксовано зони та параметри зі значним падінням температури щодо повітря, що наддувається.

2. Експериментально, на підставі даних комплексних досліджень, підтверджено існування критичного режиму роботи надзвукового газового ежектора досліджуваного типу, коли відбувається замикання низьконапірного газу струменем високонапірного газу, що розширюється, на початковій ділянці камери змішування.

3. Окреслено робочий діапазон роботи повітряного ежектора заданої геометрії.

4. Особливості роботи газового ежектора можуть бути використані в системах охолодження технічних пристроїв та технологічних процесів.

Перелік посилань

*) Коробов В.І., Загуменний Я.В., Парамонов Ю.А. (2007) Течение в эжекторной системе с полуограниченной высокоскоростной струей. Прикладна гідромеханіка, *Ін-т гідромеханіки НАН України, Київ*, 9 (1), 36-44.

<http://dspace.nbuv.gov.ua/bitstream/handle/123456789/4692/04-Korobov.pdf?sequence=1>

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЕКРАННОГО ЕФЕКТУ: ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ПІДХОДІВ

Кушнір Д.І., Загуменний Я.В.

Інститут гідромеханіки Національної академії наук України, Київ, Україна,
kushnirdima2000@gmail.com

Дослідження аеродинамічних характеристик крилових профілів є одним із ключових етапів проєктування сучасних літальних апаратів та виконується із застосуванням як експериментальних, так і чисельних методів. В обох підходах для спрощення постановки задачі переважно використовується обернена схема моделювання, за якої аеродинамічний профіль залишається нерухомим, а його рух відносно повітря замінюється набігаючим потоком відповідної швидкості. За сталих умов така постановка є фізично еквівалентною реальному руху профілю та істотно спрощує реалізацію як експериментальних досліджень в аеродинамічних трубах, так і чисельного моделювання, оскільки усуває необхідність використання рухомих сіток і пов'язаних із ними алгоритмів динамічної перебудови розрахункової області. Водночас еквівалентність прямої та оберненої постановок може порушуватися у випадках, коли поблизу профілю розташовані тверді поверхні або інші об'єкти, взаємодія з якими залежить від вибору граничних умов [1].

Для задач вільного польоту вибір граничних умов на віддалених межах розрахункової області практично не впливає на результати через їх значну відстань від профілю. Однак під час дослідження екранного ефекту, коли профіль рухається на малій висоті над поверхнею, зокрема на відстані близько 0.1 довжини хорди крила, нижня межа області обтікання безпосередньо моделює екран і починає визначати фізику течії. У цій області суттєво зростає тиск під профілем, змінюється розподіл швидкостей, зменшується індуктивний опір, посилюється перетікання потоку з нижньої поверхні на верхню, змінюється структура вихрового сліду та характер його взаємодії з екраном, а також можуть виникати передчасний зрив потоку й інші нестационарні явища. Унаслідок цього вибір математичної моделі поверхні екрана та відповідних граничних умов може безпосередньо впливати на розподіл тиску, структуру течії та інтегральні аеродинамічні характеристики, що робить дане питання одним із визначальних чинників достовірності чисельного моделювання.

Не зважаючи на значну кількість досліджень, у науковій літературі відсутній єдиний підхід до моделювання поверхні екрана. Одним із найбільш поширених варіантів є модель рухомої поверхні ('moving wall') [2], для якої на екрані задається швидкість, що дорівнює швидкості набігаючого потоку, імітуючи нескінченний рух земної поверхні відносно профілю. Іншим підходом є використання граничної умови 'slip', яка забезпечує непроникність потоку через поверхню екрана, але не враховує дотичне в'язке тертя, що дозволяє моделювати ідеалізовану гладку поверхню без формування примежового шару [3]. Альтернативою є застосування граничної умови 'no-slip', за якої швидкість потоку на поверхні екрана дорівнює нулю відповідно до умови прилипання, що забезпечує формування примежового шару та врахування впливу в'язкості. Найбільш фізично коректним способом є безпосереднє моделювання руху аеродинамічного профілю відносно нерухомого середовища із застосуванням методів динамічних сіток. Такий підхід найбільш повно відтворює реальні умови польоту, проте характеризується високою обчислювальною складністю, необхідністю динамічної перебудови сітки та значними витратами машинного часу, що суттєво обмежує його застосування під час проведення параметричних досліджень.

У доповіді представлено результати порівняльного аналізу чотирьох підходів до чисельного моделювання плоского екрана: моделі рухомої поверхні зі швидкістю набігаючого потоку (Рис. 1а), моделі з граничною умовою 'no-slip' (Рис. 1б), моделі з граничною умовою 'slip' (Рис. 1в), а також моделі безпосереднього руху аеродинамічного

профілю із застосуванням методів динамічних сіток (Рис. 1г). Для кожної моделі проведено порівняльний аналіз коефіцієнтів підйомної сили, аеродинамічного опору та аеродинамічної якості.

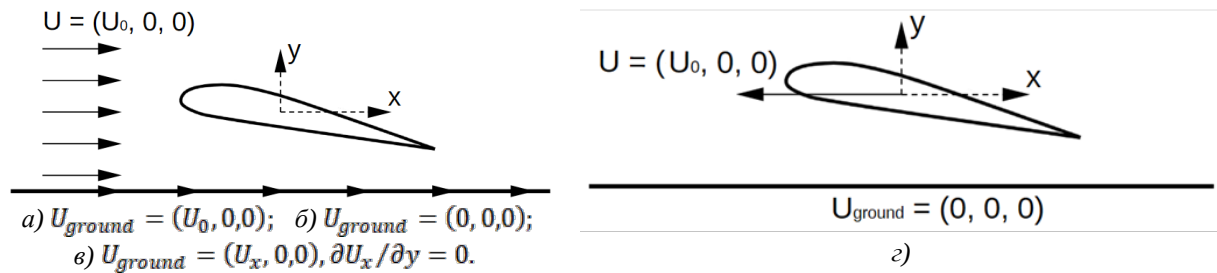


Рис. 1. Схема задачі із зазначенням розглянутих підходів до чисельного моделювання екранного ефекту

Крім інтегральних аеродинамічних характеристик, виконано спектральний аналіз часових залежностей аеродинамічних коефіцієнтів для оцінювання особливостей нестационарних процесів. Особливу увагу приділено порівняльному аналізу картин вихрової структури течії, розподілів коефіцієнта тиску вздовж верхньої та нижньої поверхонь профілю, а також валідації чисельних моделей (Рис. 2). Дослідження проведено для профілів NASA0012 і Clark-y при двох режимах течії ($Re=10^4$ і $Re=10^5$), трьох кутах атаки (2.5, 5.0 і 7.5 градусів) та чотирьох відстаней до екрану (0.1, 0.2, 0.5 довжин хорди та випадок руху крила у вільному просторі).

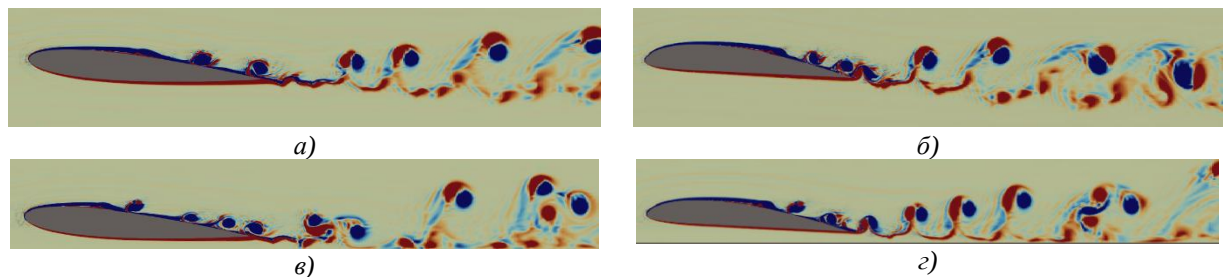


Рис. 2. Вихрова структура течії навколо симетричного (NASA0012) (а, в) і несиметричного (Clark-y) (б, г) крилових профілів поблизу екрану (в, г) та на значній відстані від нього (а, б)

Отримані результати дозволяють оцінити ступінь впливу способу моделювання екрануючої поверхні на достовірність визначення аеродинамічних характеристик крила поблизу екрану, визначити межі застосовності розглянутих чисельних підходів, а також сформулювати практичні рекомендації щодо вибору найефективніших чисельних моделей, які найдостовірніше відтворюють рух літального апарату поблизу екрана.

Перелік посилань

1. Anderson J. D. Fundamentals of Aerodynamics. 6th ed. New York: McGraw-Hill Education, 2017. 1168 p.
2. Moore, N., Wilson, P.A. and Peters, A.J. An investigation into wing in ground effect aerofoil geometry. In RTO-MP-095. NATO Research and Technology Organisation. 2002. P. 11-20.
3. Pátek Z., Vrchota P., Červinka J. Experimental and Computational Study of Ground Effect on Airfoil Section. Proceedings of the 30th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS-2016). 2016.

ЗГІНАЛЬНІ КОЛИВАННЯ ЛОПАТІ ВЕРТОЛЬОТА КРИВОЛІНІЙНОЇ ФОРМИ

Лукан А.В.¹, Лук'янов П.В.²

¹КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, lukanandrey2014@gmail.com

²p.lukianov@kpi.ua

Аеродинамічна стійкість вертольота під час польоту, маневрів залежить від зміни аеродинамічних характеристик несучого гвинта, ротора вертольота. Не зважаючи на те, що лопать конструктивно виготовляється жорсткою, все ж таки малі коливання лопаті присутні. Про це свідчить зйомка телекамери, розміщеної у кореневої частини лопаті. Дані коливання призводять до зміни аеродинамічних параметрів вертольота, можливої втрати стійкості, що може призвести до некерованості вертольота.

Найбільш адекватною теорією, яка описує згинальні коливання без поперечної деформації, є теорія Кірхгофа – Лява. Рівняння, яке описує подібні коливання, є рівняння Лагранжа-Софі Жермен. Для лопаті прямокутної форми дану задачу вже розв'язано у роботі [1]. Сучасні лопаті намагаються виготовляти криволінійної форми. Такі лопаті вже використовуються на роторах вертольота з метою зниження шуму. Вивчення зміни аеродинамічних характеристик лопаті криволінійної форми під час нестационарних згинальних коливань є цікавою задачею.

Постановка задачі. Розглянемо одну з можливих варіацій зміни форми лопаті уздовж її розмаху: частина кругового кільця достатньо великого радіуса (рис.1), яка зовні надає лопаті шаблеподібну форму.

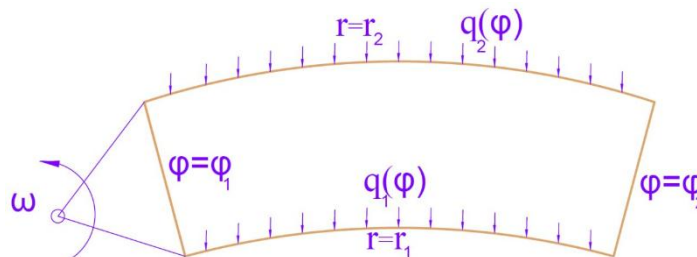


Рис.1 Лопать ротора криволінійної форми

Зняте відео свідчить про те, що лопать поводить ся як консольно защемлена з одного боку пластина [1],[2]. Інші три краї пластини вільні. Вважаємо лопать тонкою. Нехай зовнішнє навантаження гармонічне $\cos \omega t$, тоді рівняння нестационарних згинальних коливань в полярній системі координат (r, φ) набуде вигляду:

$$D \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) W(r, \varphi) - \rho h \omega^2 W(r, \varphi) = q(r, \varphi) \cos \omega t \quad (1)$$

До рівняння (1) додаємо умови консольно закріпленого одного краю лопаті (тонкої прямокутної пластини):

$$\varphi = \varphi_1 : W = 0, \frac{\partial W}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

вільного іншого краю :

$$\varphi = \varphi_2 : Mr = 0, Q_r + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial Mr \varphi}{\partial \varphi} = 0. \quad (3)$$

На передній та задніх крайках лопаті задамо перерізуючи зусилля :

$$r = r_1 : q(r, \varphi) = q_1(\varphi); r = r_2 : q(r, \varphi) = q_1(\varphi) \quad (4)$$

Розв'язання задачі. Для знаходження розв'язку рівняння (1) з за граничних умов (2)-(3) спочатку було розв'язано однорідне до рівняння (1) наступне рівняння:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}\right)^2 W(r, \varphi) - K^4 W(r, \varphi) = 0, \quad (5)$$

яке можна подати у вигляді операторного добутку:

$$\left(\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} - K^2 W\right) \left(\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} + K^2 W\right) = 0, \quad (6)$$

який розпадається на 2 рівняння:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} - K^2 W = 0, \quad \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} + K^2 W = 0, \quad (7)$$

де $K^4 = \frac{\rho h \omega^2}{D}$. Позначимо розв'язок загального вигляду першого рівняння (7) через $w_n^{(1)}$, а розв'язок другого рівняння (7) через $w_n^{(2)}$. Тоді розв'язок загального вигляду рівняння (6) набуде вигляду:

$$W(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} (W_n^{(1)} + W_n^{(2)}) = \sum_{n=0}^{\infty} [C_1 J_{v_n}(kr) + C_2 Y_{v_n}(kr) + C_3 I_{v_n}(kr) + C_4 K_{v_n}(kr)] (a_n \cos v_n \varphi + b_n \sin v_n \varphi) \quad (8)$$

Далі були знайдені власні числа та власні функції для рівнянь (7), з урахуванням яких (8) набуває наступного вигляду:

$$W_n = C_{1an} J_{v_n}(kr) \cos \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} + C_{2an} Y_{v_n}(kr) \cos \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} + C_{3an} I_{v_n}(kr) \cos \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} + C_{4an} K_{v_n}(kr) \cos \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} + C_{1bn} J_{v_n}(kr) \sin \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} + C_{2bn} Y_{v_n}(kr) \sin \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} + C_{3bn} I_{v_n}(kr) \sin \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} + C_{4bn} K_{v_n}(kr) \sin \frac{2\pi n \varphi}{\varphi_2 - \varphi_1}, \quad (9)$$

де невідомі коефіцієнти $C_{ibn}, i=1, \dots, 4$ знаходяться з системи лінійних алгебраїчних рівнянь, яка утворилась після задовільнення граничних умов (2)-(4).

Далі, урахуємо нестационарність навантаження $q(r, \varphi) \cos \omega t$, застосувавши метод нормальних координат [3], маємо:

$$W(r, \varphi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} W_n(r, \varphi) \times \frac{I_2}{I_1 \rho h \left(\frac{Dk^4}{\rho h} - \omega^2 \right)} (\cos \omega t - \cos \sqrt{\frac{D}{\rho h}} k^2 t) \quad (10)$$

де

$$I_1 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{r_1}^{r_2} W_n(r, \varphi) dr d\varphi, \quad I_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{r_1}^{r_2} W_n(r, \varphi) dr d\varphi. \quad (11)$$

Перелік посилань

1. Non-Stationary Bending Vibration of a Helicopter Rotor Blade Under Distributed Aerodynamic Load. Part 1. Blade's Eigenbending Vibrations// Strength of Materials and Theory of Structures. 2025. № 115. https://opir.knuba.edu.ua/files/zbirnyk-115/11-115_lukianov_p.v._lukan_a.v._shkryl_o.o.pdf
2. P.V. Lukianov, A.V. Lukan, O.O. Shkryl. Non-Stationary Bending Vibration of a Helicopter Rotor Blade Under Distributed Aerodynamic Load. Part 2. Forced Vibration of the Blade//Strength of Materials and Theory of Structures. 2026. № 116. <https://omtc.knuba.edu.ua/article/view/360969/346589>
3. M.A. Pavlovskyi. Teoretychna mekhanika (Theoretical mechanics). - Kyiv, «Tekhnika»-2002, 511s.

ЛАМІНАРНИЙ СТИСЛИВИЙ ПРИМЕЖОВИЙ ШАР: ВІДСУТНІСТЬ ОБЕРНЕНОСТІ МІЖ ГРАДІЄНТНОЇ ТА БЕЗ ГРАДІЄНТНОЮ ТЕЧІЯМИ

Лук'янов П.В., Утюгов Є.В.

Національний університет «Київський авіаційний інститут», Київ,

pavel_lukianov@ukr.net, zytygov@gmail.com

В сучасних роботах, які досліджують тематику примежового шару, робиться, за замовченням, невірне припущення про можливість оберненості задачі без градієнтної течії до градієнтної. Так як примежовий шар без градієнтної течії відповідає фізико-математичної моделі руху тіла в рідині або газі, у випадку коли в фізико-математичній моделі присутній градієнт тиску, то це відповідає руху рідини або газу повз нерухоме довкола тіло. Це призводить до того, або пояснює те, що автори в своїх роботах проводять обернення задачі коли граничні умови не є фізичними. Вважається що примежовий шар на рухомому тілі відповідає без градієнтному ($dp/dx = 0$), а потім проводять обернення цієї задачі в задачу з такими граничними умовами де нерухоме тіло обтікається рідиною. Така течія відповідає умові $dp/dx < 0$, також потрібно зазначити, що рівняння балансу енергії для градієнтної течії повинно мати конвективний доданок від повної похідної тиску за часом, тобто $u \cdot dp/dx$. Це свідчить про некоректність проведення оберненості для розв'язання одної з цих фізично-математичних задач іншою.

Було отримано розв'язки для двох типів примежових шарів коли тіло рухається (пряма задача) та обтікання тіла (обернена задача).

Примежовий шар на нерухомій площині описується такою системою рівняння:

$$0 = -\frac{1}{kMa^2} \frac{dp'}{dx'} + \frac{d}{dy'} \left(\mu' \frac{du'}{dy'} \right), \quad (1)$$

$$0 = \frac{k-1}{k} u' \frac{dp'}{dx'} + (k-1) Ma_\infty^2 \mu' \left(\frac{du'}{dy'} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \frac{d}{dy'} \left(\mu' \frac{dT'}{dy'} \right) \quad (2)$$

$$\mu' = (T')^{3/2} \left(\frac{1+T^*}{T'+T^*} \right) \quad (3)$$

Дана система складається з рівняння збереження імпульсу (1), рівняння балансу енергії (2), та залежність в'язкості від температури (3) (формула Сатерленда).

Після проведення математичних розрахунків отримуємо таку систему рівнянь:

$$\frac{du'}{dy'} = \frac{1}{kMa_\infty^2 (T')^{3/2} \left(\frac{1+T^*}{T'+T^*} \right)} (1-y') \quad (4)$$

$$0 = \left(\frac{k-1}{k} \right) \left((1-y') \frac{du'}{dy'} - u' \right) + \frac{1}{\sigma} \frac{d}{dy'} \left((T')^{3/2} \left(\frac{1+T^*}{T'+T^*} \right) \frac{dT'}{dy'} \right) \quad (5)$$

Для розв'язання даної системи потрібно додати граничні умови а саме умову прилипання (6), безрозмірне значення температури на поверхні (7) та значення температури на зовнішній межі примежового шару (8).

$$u'_{|y'=0} = 0 \quad (6)$$

$$T'_{|y'=0} = T'_W \quad (7)$$

$$T'_{|y'=y_{BL}} = 1 \quad (8)$$

Опис примежового шару на рухомій площині описується таким рівнянням:

$$0 = \frac{d}{dy'} \left(\mu' \frac{du'}{dy'} \right), \quad 0 = \frac{d}{dy'} \mu' \frac{d}{dy'} \left(h' + \frac{k-1}{2} \text{Ma}_{\infty}^2 u'^2 \right) + \left(\frac{1}{\sigma} - 1 \right) \frac{d}{dy'} \left(\mu' \frac{dh'}{dy'} \right). \quad (9)$$

Провівши математичні перетворення, отримуємо матрицю системи яка має такий вигляд:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \left(\tau_0(k-1)\text{Ma}_{\infty}^2 u' - A_2 \right) & \frac{\tau_0}{\sigma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\tau_0}{(T')^{3/2} \left(\frac{1+T^*}{T'+T^*} \right)} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\frac{du'}{dy'} = \frac{\tau_0}{(T')^{3/2} \left(\frac{1+T^*}{T'+T^*} \right)}, \quad \frac{dT'}{dy'} = - \frac{\sigma \left(\tau_0(k-1)\text{Ma}_{\infty}^2 u' - A_2 \right)}{(T')^{3/2} \left(\frac{1+T^*}{T'+T^*} \right)} \quad (10)$$

Розв'язок даної відбувається з підстановкою відомих значень сталих і він набуде такого вигляду:

$$\frac{du'}{dy'} = \frac{-1}{(T')^{3/2} \left(\frac{1+0.5471}{T'+0.5471} \right)}, \quad \frac{dT'}{dy'} = \frac{0.7 \left(0.4 \text{Ma}_{\infty}^2 u' + A_2 \right)}{(T')^{3/2} \left(\frac{1+0.5471}{T'+0.5471} \right)} \quad (21)$$

Також дане рівняння має граничну умову:

$$u'_{|y'=y'_{BL}} = 0$$

З якої відбувається отримання константи A_2 .

ВІДБИТТЯ ТА ПРОНИКНЕННЯ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ ПРОНИКНОЮ ВЕРТИКАЛЬНОЮ СТІНКОЮ

Меренгер Ю.П.¹, Воскобійник В.А.¹, Воскобойник О.А.¹, Харченко А.Г.¹,
Полосухіна О.В.¹, Воскобойнік С.І.²

¹Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, YuriMer@gmail.com

²Національний університет харчових технологій, м. Київ, ivosk3@gmail.com

У прибережних областях здійснюється будівництво та експлуатація великої кількості гідротехнічних споруд, причалів, зон та баз відпочинку. Основна проблема розвитку цих областей та прибережних акваторій – це захист берегів, гаваней та морської інфраструктури. Засоби захисту повинні мати високу ефективність, підвищену екологічну безпеку і повинні бути найбільш надійними і, по можливості, дешевими. Існує багато типів прибережних захисних споруд. Це греблі, буни, берми, хвилеломи та штучні пляжі, бухти, гавані. Захисні споруди активного, пасивного чи комплексного типу дії повністю або частково захищають прибережні споруди та берегову зону.

Залежно від виду споруди, її розташування в морській акваторії, принципу і механізму дії хвильове поле частково або повністю відбивається від споруди, трансформується і проникає через неї, зменшуючи хвильові навантаження на об'єкти, що захищаються. Для цього, зокрема, застосовуються проникні хвилеломи. Такий хвилелом зменшує відбиття хвиль, що набігають, відносно суцільної вертикальної стінки, забезпечує часткове проходження хвиль прийнятного рівня в акваторію, що захищається, а також дозволяє обмінюватися рідиною між відкритим морем і захищеною областю. Крім того, проникна стінка дає можливість безперешкодно переміщатися морській фауні та формує течії, які впливають на переміщення донних відкладень та забруднень на поверхні захищеної акваторії.

Мета роботи – вивчення особливостей взаємодії морських хвиль з моделями берегозахисних споруд проникного типу у вигляді вертикальних стінок.

Визначення особливостей трансформації гравітаційних хвиль поблизу проникних вертикальних стінок проводилося за допомогою візуальних досліджень та вимірюванням висот хвиль перед фронтальною частиною вертикальної стінки та позаду неї. Візуальні дослідження за допомогою фотоапаратури та відеокамер дозволили оцінити характерні особливості поведінки хвильового поля в досліджуваних областях. Інструментальні дослідження за допомогою датчиків висоти хвиль дозволили визначити кількісні параметри хвильового руху поблизу суцільних і проникних вертикальних стінок. Для виконання цих наукових робіт було створено експериментальний стенд на базі хвильового каналу і досліди проводилися в лабораторних умовах.



а



б

Рис. 1. Модель проникної вертикальної стінки (а) та проходження гребня гравітаційної хвилі через проникну вертикальну стінку проникністю 50% (б).

Експериментальні дослідження впливу проникних вертикальних стінок на трансформацію гравітаційних хвиль проводилися в лабораторних умовах у хвильовому

каналі з вертикальними стінками пальового типу з палями кругового поперечного перерізу. Моделі пальових конструкцій мали різну проникність і розташовувалися перпендикулярно напрямку руху хвиль від генератора хвиль щитової конструкції (рис. 1а). Візуальні дослідження дозволили визначити особливості взаємодії гравітаційних хвиль з проникними хвилеломом та їх проходження через хвилелом (рис.1б).

Залежності висоти відбитої хвилі на відстані довжини хвилі від вертикальної стінки, які визначалися як $h_R = h - h_i$ та відбитої хвилі h_T нормовані глибиною каналу (H), представлені на рис. 2 в залежності від частоти хвиль. Тут крива 1 виміряна для суцільної вертикальної стінки (проникність 0%), крива 2 для стінки проникністю 10%, крива 3 – 20%, крива 4 – 30%, крива 5 – 40%, крива 6 – 50%, крива 7 – 60% і крива 8 наводить результати вимірювання висоти для прийдешньої хвилі.

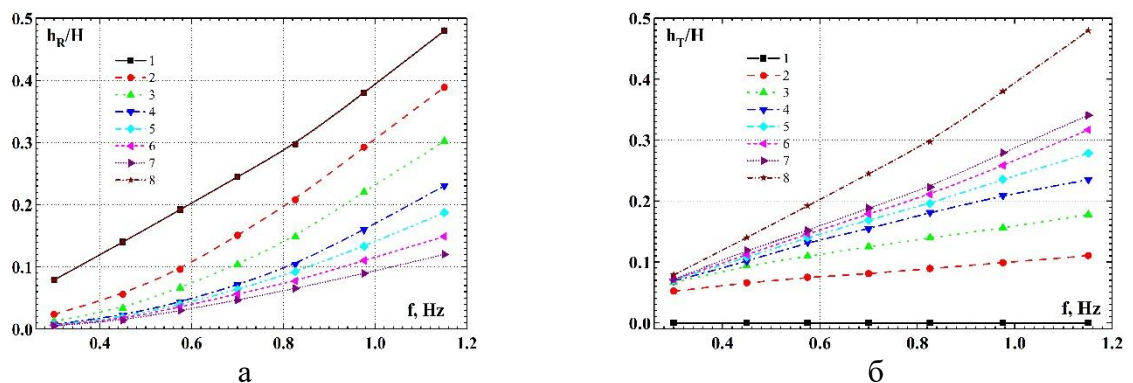


Рис. 2. Висоти відбитих хвиль перед проникними хвилеломом (а) та висоти проникних хвиль позаду проникних (б) в залежності від частоти прийдешньої хвилі.

Результати досліджень показали, що висоти відбитих хвиль практично дорівнюють висотам прийдешніх хвиль на відстані однієї довжини хвилі перед вертикальною суцільною стінкою, що витікає із співставлення кривих 1 та 8 на рис. 2а. Зі збільшенням проникності вертикальної стінки висоти відбитих хвиль суттєво стають меншими, ніж висоти прийдешніх хвиль. При цьому зі збільшенням частоти хвилі різниця висот відбитої та прийдешньої хвилі збільшується. Результати досліджень показали, що висота проникної хвилі збільшується зі збільшенням проникності стінки зі збільшенням частоти хвилі, як показано на рис. 2б, що корелює з результатами спостережень інших досліджень.

Дослідження показали, що найбільші рівні пульсацій хвильового тиску спостерігалися безпосередньо перед фронтальною частиною суцільної стінки, де прийдешня хвиля взаємодіє зі стінкою, утворюючи відбиту хвилю. Найменші рівні пульсацій тиску мали місце на відстані однієї довжини хвилі перед суцільною вертикальною стінкою. З наближенням до фронтальної стінки інтенсивність поля пульсацій тиску збільшується в області високих частот. Цей діапазон спектральних рівнів обумовлений дією височастотних дрібномасштабних джерел тиску, якими є дрібномасштабні складові хвильового руху, що генеруються взаємодією прийдешньої хвилі з суцільною стінкою.

Визначено, що проникна вертикальна стінка з палями кругового поперечного перетину є достатньо ефективною захисною спорудою, що суттєво зменшує проникнення штормових хвиль у захищену акваторію, особливо в умовах незначної проникності, також ця конструкція дозволяє поліпшити екологічні умови та значно зекономити матеріальні ресурси під час будівництва берегозахисної споруди. Установлено, що висоти хвиль перед проникною вертикальною стінкою та висоти відбитих хвиль збільшуються зі зменшенням проникності стінки та збільшенням частоти хвильового поля. Зі збільшенням довжини прийдешніх хвиль ці висоти навпаки зменшуються.

ДО ПИТАННЯ МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ПІДВОДНОГО ПЛАНЕРА

Мороз В.В, Басовський В.Г., Горбань І.М., Кочін В.О.
Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, basovsky@ukr.net

Математичне моделювання динаміки підводного апарата планерного типу є ключовим етапом в обґрунтуванні його конструкції, а також є важливим для передбачення його поведінки в морському середовищі. На відміну від інших підводних транспортних засобів, планер використовує інерційний двигун, в якому поступальний рух визначається зміною плавучості або перерозподілом внутрішньої маси. Водночас, гідродинамічні сили, що створюються корпусом і крилами, визначають напрямок та характер руху такого пристрою. Отже, математична модель руху підводного планера має враховувати співвідношення гідростатичних і гідродинамічних сил та моментів, вплив інерційних сил, а також особливості взаємодії з навколишнім середовищем. Коректне моделювання повинно описувати напрямок руху апарата, визначати стійкість його траєкторії, а також оцінювати ефективність вибраного принципу керування.

Для виводу рівнянь руху планера використовуємо універсальну модель з роботи [1]. Водночас вважаємо, що плавучість є єдиним елементом керування рухом підводного апарата. Зміна плавучості впливає на вертикальну силу, що в поєднанні з гідродинамічними властивостями крила та корпусу, формує усталені траєкторії глісади планера.

Проектування та оптимізація роботи підводного планера насамперед потребують аналіз його динаміки у вертикальній площині, оскільки в ній формується основний режим руху планера – циклічні занурення і спливання. Поздовжня динаміка визначає кут глісади, вертикальну швидкість та глибину занурення, від чого залежить здатність апарату ефективно виконувати довгострокові спостереження Світового океану.

Перехід від повної просторової моделі динаміки планера до моделі у вертикальній площині базується на припущенні про симетрію конструкції та його траєкторії, а також на ідентифікації змінних, які задіяні у поздовжньому русі (див. Рисунок 1).

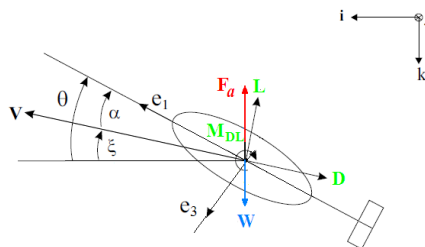


Рис. 1

Згідно з рисунком, для розв'язання задачі вводяться інерційна система координат з одиничними векторами $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ і вертикальною віссю, спрямованою донизу; зв'язана система координат – $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$, з початком в центрі мас планера; швидкісна система координат з головною віссю, що спрямована у вертикальній площині руху вздовж вектора швидкості планера $\mathbf{v} = (v_1, 0, v_3)$, в якій оцінюються гідродинамічні характеристики. Взаємне положення цих систем задається кутами тангажа θ , глісади ξ і атаки α . Кут тангажа визначає орієнтацію планера відносно інерційної системи координат; він показує напрямок, куди “дивиться” ніс тіла. Кут глісади – це кут між траєкторією руху планера і горизонталлю; він вказує на напрямок руху. Кут атаки, під яким тіло зустрічається з потоком, визначає кутове зміщення швидкісної системи координат відносно поздовжньої осі корпусу планера. Очевидно, що він дорівнює різниці між орієнтацією корпусу і траєкторією: $\alpha = \theta - \xi$.

Навантаження на тіло має гідростатичну та гідродинамічну складові. До гідростатичних сил належать протилежно спрямовані сила тяжіння $W = m_s g$ і сила Архімеда $F_a = g m_{disp}$, точки прикладання яких знаходяться в центрі мас та в центрі

плавучості відповідно. Тут m_s – повна маса планера і m_{disp} – маса витісненої планером води, а g – прискорення вільного падіння. Різниця цих сил $F_z = g(m_s - m_{disp}) = gm_0$ є вертикальною рівнодіючою силою, що керує зануренням і спливанням планера. Отже, як бачимо, напрямок руху планера контролюється його плавучістю m_0 . Траєкторію планера під час планерування і його швидкість та стійкість визначають гідродинамічні сили – сила опору D та підймальна сила L , а також їхні моменти M_{DL} відносно центра мас. Крім того, на рух впливають інерційні ефекти, які реалізуються через приєднані маси m_{f1}, m_{f3} , відповідно в поздовжньому та поперечному напрямках та їхні моменти, а також гідродинамічне демпфування.

Рух планера в рідині не є тільки прямолінійним, а також пов'язаний з обертанням навколо полюса. Гідродинамічні сили й моменти, що діють на планер, який одночасно рухається поступально і обертається, відрізняються від сил і моментів, що діють тільки під час поступального руху. Це означає, що гідродинамічні сили й моменти є функціями не тільки кута атаки α , числа Рейнольдса Re і форми планера, але і кутової швидкості відносно поперечної осі $\Omega = (0, \Omega_2, 0)$.

Оскільки кутова швидкість планера мала, то гідродинамічні сили записуються у вигляді ряду за кутовою швидкістю, зберігаючи тільки члени першого порядку. Члени, що не залежать від кутової швидкості описують гідродинамічні сили поступального руху, а члени, що лінійно залежать від кутової швидкості, описують обертання планера.

Під час обертання планера кожна точка його поверхні дістає додаткову швидкість, що направлена перпендикулярно до радіуса-вектора, який з'єднує центр обертання з цією точкою. Для малої кутової швидкості обертання планера модуль цієї додаткової швидкості є теж малою величиною. Відповідні модулі додаткових гідродинамічних сил теж є малими величинами, якими можна нехтувати порівнюючи з величинами позиційними сил. Щодо їхнього моменту M_{Ω_2} , то він суттєво впливає на динамічні властивості планера. Цей момент сприяє згасанню коливань, що виникають коли планер відхиляється від положення рівноваги чи під час переходу від одного положення рівноваги до іншого.

Необхідно зазначити, що для оцінки всіх гідродинамічних сил, зумовлених в'язкістю рідини, будемо користуватися гіпотезою стаціонарності. Відповідно до цієї гіпотези, всі гідродинамічні сили вважаються незалежними від історії руху планера.

З урахуванням вищезначеного, дістаємо такі рівняння динаміки підводного планера у вертикальній площині:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= v_1 \cos \theta + v_3 \sin \theta, & \dot{z} &= -v_1 \sin \theta + v_3 \cos \theta, & \dot{\theta} &= \Omega_2, \\ \dot{\Omega}_2 &= [(m_{f3} - m_{f1})v_1 v_3 + m_{disp} g z^{CB} \sin \theta + M_{DL} + M_{\Omega_2}] / J_{eff}, \\ \dot{v}_1 &= [-(m + m_{f3})v_3 \Omega_2 - m_0 g \sin \theta + L \sin \alpha - D \cos \alpha] / (m + m_{f1}), \\ \dot{v}_3 &= [(m + m_{f1})v_1 \Omega_2 + m_0 g \cos \theta - L \cos \alpha - D \sin \alpha] / (m + m_{f3}).\end{aligned}$$

Тут J_{eff} – ефективний момент планера навколо осі e_2 ; z^{CB} – вертикальна координата центра плавучості планера.

Ця система диференціальних рівнянь є основою для аналізу руху підводного планера у вертикальній площині.

Перелік посилань

14. Graver, J. G. (2005). Underwater gliders: Dynamics, control and design: Diss. Princeton University, USA.

ОПТИМІЗАЦІЯ ПЛАНУВАННЯ ПІДВОДНОГО ГЛАЙДЕРА В УМОВАХ СТРАТИФІКАЦІЇ ЧОРНОГО МОРЯ

Мороз В.В., Кочин В.О., Горбань І.М., Басовський В.Г.
Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, ivgorban@gmail.com

У сучасних дослідженнях Світового океану важливу роль відіграють підводні планери, рух яких забезпечується зміною плавучості, що дає їм змогу виконувати тривалі моніторингові місії у товщі води. Відтоді, як в 1989 році була запропонована концепція підводного планера, такі апарати успішно застосовувалися в різних конфігураціях, зокрема, Slocum, Seaglider, Spray та ін. Модель планера, що розглядається в цій роботі, була спроектована та виготовлена в Інституті гідромеханіки НАН України. Вона складається з циліндричного корпусу, крил профілю NASA0012 та хвостового оперення. Для кожного з цих елементів на основі напівемпіричних моделей визначені гідродинамічні коефіцієнти підйомної сили та сили опору, які відіграють ключову роль у формуванні траєкторії руху апарата.

Обґрунтування конструкції підводного планера передбачає математичне моделювання його динаміки з урахуванням усіх діючих навантажень: гідростатичних, гідродинамічних, інерційних і демпфувальних. Оскільки планування глайдера відбувається в режимі циклічних занурень і спливань, доцільно розглядати його рух у вертикальній площині. Схема поздовжнього руху підводного планера із зазначенням діючих на нього сил і моментів наведена на рис. 1. Математична модель, що описує динаміку розглянутого зразка глайдера, ґрунтується на універсальних рівняннях з роботи [1], інформації про його

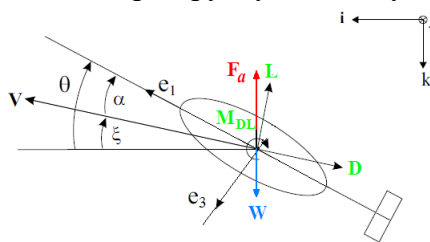


Рис. 1. Схема руху планера

гідродинамічні характеристики, а також враховує наближені оцінки інерційних сил і демпфувальних моментів для даної конструкції. Виконане моделювання дозволило встановити, що запропонована конструкція апарата забезпечує його стійке тривале планування в однорідному за густиною водному середовищі.

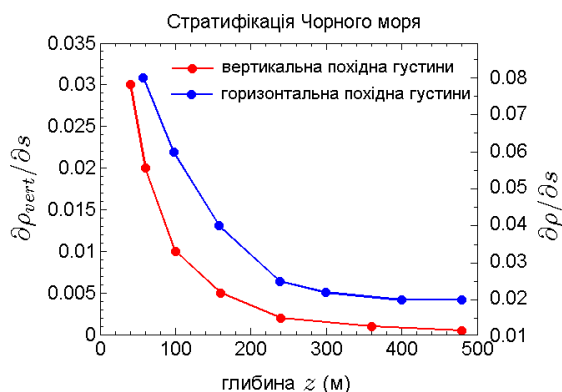


Рис. 2. Параметри стратифікації

Рух глайдера у стратифікованому середовищі супроводжується зміною усіх його ключових параметрів, що вимагає модифікації класичних рівнянь динаміки апарата. Залежність гідродинамічних та інерційних коефіцієнтів від глибини описується за

$$\rho(z) = \rho_{vert}(z). \quad (1)$$

допомогою коефіцієнта $\rho(z)/\rho_0$, де ρ_0 – значення густини на поверхні. Крім того, в диференціальних рівняннях для швидкостей з'являються додаткові члени, зумовлені диференціюванням за часом інерційних характеристик апарата.

В однорідній рідині рушійною силою глайдера є стала надлишкова плавучість m_0 , яка визначається з балансу гідростатичних сил. Апаратно вона створюється системою керування, яка перекачує робочу рідину, змінюючи загальну водотоннажність тіла на величину додаткового об'єму ΔV . У стратифікованому середовищі Архімедова сила, а за нею і надлишкова плавучість є функціями глибини, тобто, гідростатичний баланс має вигляд:

$$F_z = W - F_a(z) = g(m_s - \rho(z)V_{\text{disp}}) = gm_0(z). \quad (2)$$

Рівняння (2) записане за умови, що стратифікація тиску та густини не впливає на власний об'єм корпусу апарата. Якщо за аналогією з однорідним середовищем вважати, що помпа перекачує фіксований об'єм рідини ΔV , то маса плавучості m_0 , яку створює помпа на глибині z для забезпечення спливання, визначається зі співвідношення:

$$m_0(z) = m_s \left(1 - \frac{\rho(z)}{\rho_0}\right) + m_{0,0} \frac{\rho(z)}{\rho_0}, \quad (3)$$

де m_s – загальна маса апарата, $m_{0,0}$ – надлишкова маса плавучості на поверхні.

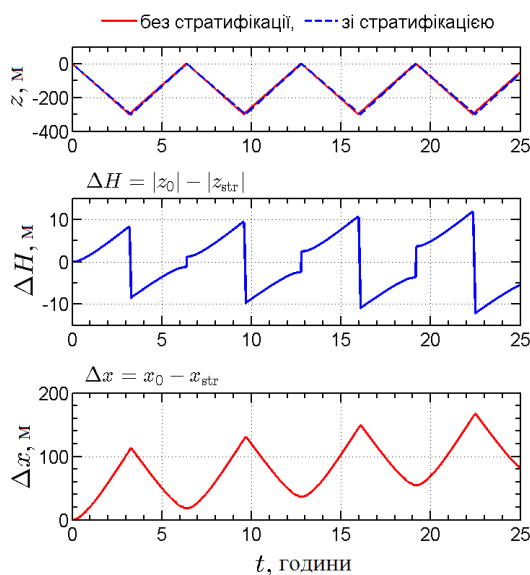


Рис. 3.

Зважаючи на те, що густина води в цих розрахунках змінилася лише на 0,25% (див. рис. 2), отриманий результат свідчить про високу чутливість кінематики планування до стратифікації при класичній стратегії керування рухом апарата. Для збереження розрахункової динаміки та кута планування пропонується забезпечити сталість плавучості $m_0 = \text{const}$, роблячи змінним додатковий робочий об'єм помпи $\Delta V(z) = \Delta V_0 \frac{\rho_0}{\rho(z)}$. Оскільки величина $\frac{\rho_0}{\rho(z)} < 1$, такий підхід не лише зберігає кінематику руху, а й зменшує робочий хід помпи в нижній точці траєкторії, що дозволяє зменшити енерговитрати акумулятора.

Перелік посилань

1. Graver, J.G. (2005) Underwater gliders: Dynamics, control and design. Diss. / Graver Joshua Grady. – Princeton University, USA. –273 p.
2. Белокопитов, В.Н. (2014) Климатическая изменчивость плотностной структуры Черного моря. Український гідрометеорологічний журнал, 14, 227-235.

НЕСТАЦІОНАРНЕ ВЕРТИКАЛЬНЕ ЗАНУРЕННЯ ТОНКОГО ТІЛА ОБЕРТАННЯ У НЕСТИСЛИВУ РІДИНУ

Нестерук І. Г.
Інститут гідромеханіки, НАНУ, inesteruk@yahoo.com

Останнім часом з'являється велика кількість теоретичних досліджень входу тіл у воду з використанням CFD (див., наприклад [1]). Це складне нестационарне явище вимагає використання адекватних моделей, що враховують фазовий перехід та формування каверн, ламінарно-турбулентний перехід, явища поблизу вільної поверхні. Для швидкого входу у воду на швидкостях близьких та більших 1 км/сек необхідно враховувати також стисливість рідини. Тому методи CFD вимагають великих витрат машинного часу та ускладнюють розв'язання задач оптимізації форми тіла.

Для занурення видовжених тіл можна використовувати нестационарну теорію тонкого тіла та шукати потенціал течії ідеальної нестисливої рідини як суперпозицію джерел та стоків з нестационарною інтенсивністю, розташованих на осі симетрії, [2]. На жаль, в відповідну лінеаризацію не вдається зробити для нестационарної течії стисливої рідини, а вплив вільної горизонтальної поверхні води можна врахувати лише приблизно за допомогою відомих методів теорії тонкого корпусу корабля [3].

У випадку суперкавітаційного обтікання (зокрема, входу у воду з утворенням суперкаверни), форма нестационарної каверни невідома і має визначатись з додаткових міркувань. Якщо тиск у каверні залежить лише від часу, то асимптотичні розв'язки відповідних рівнянь можна знайти в [2, 4]. Якщо тиск залежить також від координати вдовж осі симетрії (наприклад у випадку інтенсивного піддуву газу в каверну), то слід використовувати більш складну систему інтегро-диференціальних рівнянь та її асимптотичні розв'язки [5]. Якщо обмежитись лише першим наближенням для розв'язку, то можна розв'язувати лише диференціальні рівняння (див. [5]). Зокрема, в абсолютній системі координат (наприклад, з початком, розташованим на незбуреній вільній поверхні) перше наближення нестационарної теорії тонкого тіла підтверджує принцип незалежності розширення перерізу каверни, запропонований Г.В. Логвиновичем [6]. Даний факт дозволяє нехтувати впливом вільної поверхні рідини та розраховувати нестационарні форми каверн, утвореними тонким тілами при їхньому вході у воду. Зокрема було розраховано час глибинного змикання каверн, утвореними тонкими тілами різної форми [2, 7]. Для врахування впливу вільної поверхні при вертикальному вході у воду будуть використовуватись джерела та стоки протилежної за знаком інтенсивності розташовані та тій самій віддалі від незбуреної поверхні води, як це робиться в теорії тонких корпусів суден [3].

Задачі оптимізації, що виникають підчас високошвидкісного входу у воду можна умовно розділити на дві великі групи. Перша стосується збільшення дальності руху без суттєвої втрати швидкості. Друга стосується зменшення навантажень на тілі, що можуть бути досить значними на великих швидкостях, особливо на носі, що першим проникає в рідину.

Задача максимізації дальності суперкавітаційного руху за дисковим кавітатором розглядалась в [8] з використанням умови фіксованої початкової кінетичної енергії. В роботі [9] вдалося отримати аналітичний розв'язок задачі та запропоновані форми оптимальних корпусів з дисковим кавітатором. Збільшення дальності за рахунок використання кавітаторів змінної форми оцінено в [10]. Огляд задач пошуку максимуму дальності для негоризонтального суперкавітаційного руху з використанням як дискових, так і тонких кавітаторів для різних ізопериметричних умов наведений в [11], де порівнювався також випадок безвідриного обтікання.

У препринті [12] зроблено спробу інтегрувати методи комп'ютерної гідромеханіки (CFD) та аналітичні розв'язки [11] для розрахунку оптимальних форм тіл з дисковим та

конічними кавітаторами, що вертикально проникають у воду зі швидкостями порядку 1000 м/с. При цьому CFD застосовувалась лише на початкових стадіях входу, коли вплив поверхні води є значним та не виконується умова квазістаціонарності (що використовувалась в [11]). В [12] було показано, що після достатнього занурення тіла, його рух стає квазістаціонарним, що дозволяє використовувати аналітичні розв'язки [11], скоротити витрати комп'ютерних ресурсів та отримати форми корпусів, що забезпечують максимальну глибину проникання у воду в суперкавітаційному режимі. Використання конічних кавітаторів дозволяє значно знизити локальні напруження. Про це свідчать результати [12] та наведені в даному дослідженні розрахунки для стаціонарного занурення конусів при різних числах Фруда.

В майбутньому слід зосередитись на кавітаторах спеціальної увігнутої форми, подібної до форми носика високошвидкісних риб [13]. Проведені в [13] оцінки стаціонарного поля тисків свідчать, що на відповідних видовжених тілах обертання можна уникати точки гальмування потоку та підвищення тиску, що може бути дуже великим на високих швидкостях. Подібні форми можуть також використовуватись для стаціонарного руху поблизу поверхні води [14] та для високошвидкісного входу у воду.

Перелік посилань

1. Lee, M., Longoria, R. G., and Wilson, D. E., 1997, Cavity dynamics in high-speed water entry, *Phys. Fluids*, 9(3), pp.540-550.
2. Nesteruk, I.G. On the shape of a slender axisymmetric nonstationary cavity. *Fluid Dyn* 15, 504–511 (1980). <https://doi.org/10.1007/BF01089607>.
3. Newman J. N. Applications of Slender-Body Theory in Ship Hydrodynamics. Annual Review of Fluid Mechanics. – January 1970. – Vol. 2. – P. 67 – 94. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.02.010170.000435>
4. Nesteruk, I. Determination of the form of a thin axisymmetric cavity on the basis of an integrodifferential equation. *Fluid Dynamics – FLUID DYN* 20, No. 5, 735-741 (1985, DOI: 10.1007/BF01050087).
5. Nesteruk, I. Shape of Slender Axisymmetric Ventilated Supercavities. *Journal of Computational Engineering* 2014(2):1-18. DOI: [10.1155/2014/501590](https://doi.org/10.1155/2014/501590).
6. G.V. Logvinovich, *Hydrodynamics of Flows with Free Boundaries* (Kiev: Naukova Dumka; 1969. (In Russian). English translation: Halsted; 1973).
7. Нестерук І., Зверховський О. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВХОДУ ДО ВОДИ ОСЕСИМЕТРИЧНИХ ТІЛ З ВІД'ЄМНИМИ ГРАДІЄНТАМИ ТИСКУ. Прикладна гідромеханіка. – 2010. – т. 12(84), №3. – С. 47 – 53.
8. Gieseke, T.J. Toward an optimal weapon system utilizing supercavitating projectiles, *Int. Conference on Cavitation «Cav2001», Pasadena, USA, 2001, Session B3.002*.
9. Нестерук І.Г., Семененко В.М. Задачі оптимізації дальності суперкавітаційного руху за інерцією з фіксованою кінцевою глибиною // Прикладна гідромеханіка. – 2006. – Вип. 8, № 4. – С. 33 – 42.
10. Нестерук І.Г., Савченко Ю.М., Семененко В.М. Оптимізація дальності для суперкавітаційного руху за інерцією // Докл. НАН України. – 2006. – N 8. – С. 57 – 66.
11. Nesteruk, I. Drag Effectiveness of Supercavitating Underwater Hulls. *I. Nesteruk (ed.). Supercavitation*, Springer, 2012, pp. 79-106.
12. Pigan Liu, Zhihao Zhang, Lei Zheng and Igor Nesteruk. Finding optimal hull shapes for fast vertical penetration into water. <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1909/1909.02275.pdf>
13. Nesteruk, I. FASTEST FISH SHAPES AND OPTIMAL SUPERCAVITATING AND HYPERSONIC BODIES OF REVOLUTION. *Innov Biosyst Bioeng*, 2020, vol. 4, no. 4, 169–178. Doi: 10.20535/ibb.2020.4.4.215578
14. Nesteruk, I. Shapes of the fastest fish and optimal underwater and floating hulls. *Theoretical and Applied Mechanics Letters*. – 2022. <https://doi.org/10.1016/j.taml.2022.100378>

ВИЗНАЧЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ТОЧНОГО ВІДНОВЛЕННЯ ПОЛІВ ШВИДКОСТІ ТА, ВІДПОВІДНО, ДОТИЧНИХ НАПРУЖЕНЬ НА СТІНЦІ (WSS).

Оверко В.С.

Інститут прикладної математики та механіки, Черкаси, vitaliioverko@gmail.com

Дослідження полів швидкості та дотичних напружень на стінці (Wall Shear Stress — WSS) мають фундаментальне значення для біомеханіки, аеро- та гідродинаміки. Рівень механічного напруження, яке потік рідини або крові чинить на стінку судини чи поверхню обтічного тіла, безпосередньо впливає на локальні процеси масообміну, тертя та розвиток руйнівних явищ. Зокрема, у серцево-судинній медицині аномальні градієнти WSS є ключовим фактором утворення та розриву аневризм, виникнення атеросклеротичних бляшок та ендотеліальної дисфункції. Точне відновлення цих параметрів дозволяє прогнозувати поведінку таких складних систем, як потік крові у артеріальній системі людини.

Сучасним прикладом передових наукових розробок у цьому напрямі є дослідження [1]. У цій роботі автори об'єднали методи обчислювальної гідродинаміки (CFD) та глибоких нейронних мереж (DNN) для швидкого та точного відновлення тривимірних полів тиску, швидкості й дотичних напружень на стінці аорти. Дослідження демонструє, що навчені моделі на основі форми судини здатні прогнозувати гемодинамічні параметри всього за кілька секунд (замість хвилин або годин традиційних CFD-розрахунків) із похибкою менше ніж 5%, що відкриває перспективи для клінічного застосування. Але використання нейронних мереж також має обмеження - для їх використання потрібно мати великі обчислювальні потужності на персонал з специфічними знаннями в області інформатики, математики та комп'ютерної гідромеханіки. Запропонований нами метод потребує менш потужної обчислювальної техніки.

Метою цього дослідження є визначення можливості точного відновлення полів швидкості та, відповідно, дотичних напружень на стінці (WSS).

Ми припускаємо, що WSS можна відновити за допомогою наступного методу. Спочатку з даних MPT відновлюються поля швидкості, після чого вони використовуються як вхідні дані для моделювання невеликої ділянки кровоносної судини, яку можна пов'язати з геометрією прямої труби. Потім ці дані використовуються для стаціонарного моделювання у FLUENT.

Кров розглядалася як ньютонівська рідина з густиною 1030 кг/м³ і динамічною в'язкістю 3,7 10⁻³ Па·с. Повну систему рівнянь Нав'є—Стокса у тривимірній постановці було розв'язано для стаціонарного ламінарного потоку за допомогою неявного розв'язувача на основі тиску. Для обчислення тиску використано стандартну схему. Для зв'язку між тиском і швидкістю обрано схему PISO зі зв'язуванням із сусідніми комітками з урахуванням Skewness-Neighbor Coupling. Перенос імпульсу дискретизувався за схемою проти потоку другого порядку. Досліджувався стаціонарний потік.

На вході було задано тривимірний профіль швидкості. Дані для компонент швидкості взято із даних отриманих у Politecnico di Milano. На виході для всіх моделей задано умову тиску (0 мм рт. Ст.) із методом специфікації зворотного потоку за параметрами сусідньої комітки. На стінці прийнято умову прилипання.

На рис 1. Зображена схема розрахункової області. Для симуляції використовувались експериментальні дані з перерізу вверх по потоку, проводились обчислення для перерізу вниз по потоку та порівнювалися з експериментальними даними вниз по потоку.

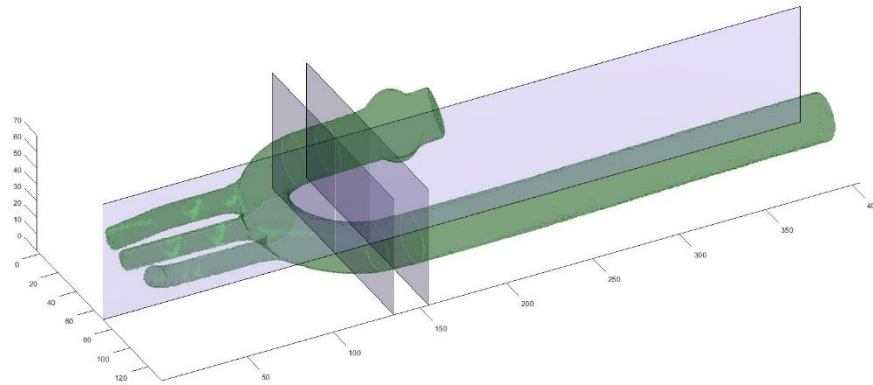
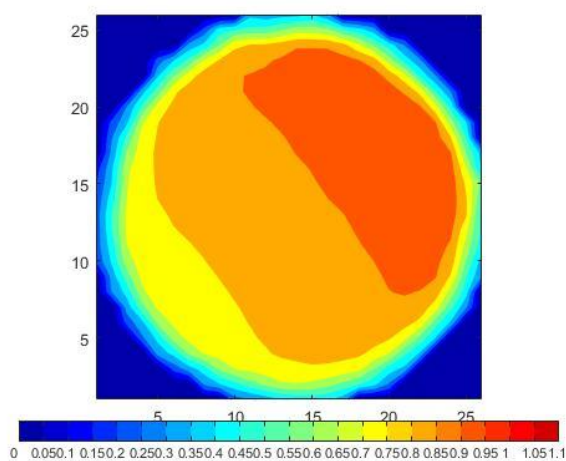
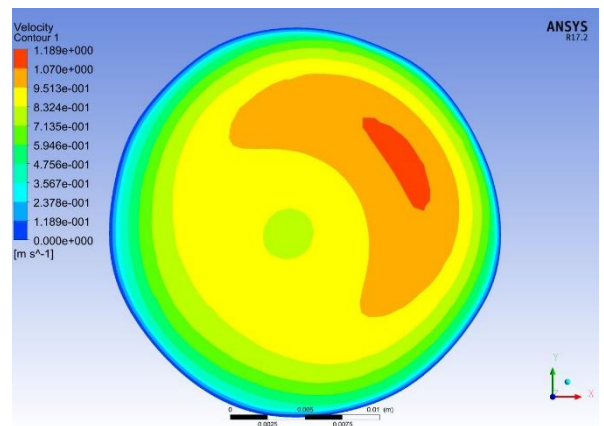


Рис. 1. Геометрія розрахункової області для тестового моделювання

Складна форма полів швидкості потребує складних формул для її опису. Реалізувати кубічну сплайн-інтерполяцію в обмеженнях UDF-файлів FLUENT неможливо. Тому попередньо експериментальні дані оброблялися у пакеті Matlab.



А)



Б)

Рис. 2. Модуль швидкості: А) дані, отримані з набору даних; Б) інтерпольована швидкість

Можна побачити, що поля швидкості були відновлені коректно. Це дає підстави припустити, що цей метод можна успішно застосовувати для визначення WSS у великих артеріях людини.

Перелік посилань

1. Daiqi Lin, Saša Kenjereš, Towards fast and reliable estimations of 3D pressure, velocity and wall shear stress in aortic blood flow: CFD-based machine learning approach, Computers in Biology and Medicine, Volume 191, 2025, 110137, ISSN 0010-4825, <https://doi.org/10.1016/j.combiomed.2025.110137>.
2. Shibeshi SS, Collins WE. The Rheology of Blood Flow in a Branched Arterial System. Applied Rheology. 2005;15(6):398–405.

ПРОГРАМА “ШВИДКІСТЬ” ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ АКУСТИЧНИХ ШВИДКОСТЕЙ У БЕТОНАХ, SiO_2 , НАНОКОМПОЗИТАХ З БАГАТОСТІННИХ ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК ТА ПОЛІМЕРІВ, НАУКОВО-ТЕХНІЧНІ ПРИНЦИПИ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ СТІЙКОСТІ МЕЛІОРАЦІЙНИХ ГІДРОТЕХНІЧНИХ СПОРУД В УМОВАХ КЛІМАТИЧНИХ ТА АНТРОПОГЕННИХ ВИКЛИКІВ

Онанко А.П.¹, Яцюк М.В.², Онанко Ю.А.², Воропай Г.В.², Кузьмич С.А.², Дмитренко О.П.¹, Куліш М.П.¹, Науменко А.П.¹, Мацуї Л.Ю.¹, Пінчук-Ругаль Т.М.¹, Ругаль О.Г.¹, Павленко О.Л.¹, Курочка Л.І.¹, Ільїн П.П.³

¹Київський Національний Університет імені Тараса Шевченка, Київ, onanko@i.ua

²Інститут Водних Проблем і Меліорації НААНУ, Київ, yaonanko1@gmail.com

³Національний Університет Біоресурсів і Природокористування України, Київ, p_ilyin@ukr.net

ВСТУП

Встановлено спеціальне програмне забезпечення “ШВИДКІСТЬ” на персональному комп'ютері. Комп'ютеризований ультразвуковий (УЗ) вимірювач швидкості поширення хвиль “ШВИДКІСТЬ” призначений для вимірювання поздовжньої $V_{\parallel}$ та поперечної $V_{\perp}$ швидкостей поширення акустичних УЗ хвиль шляхом вимірювання часу затримки Δt фронту хвилі під час її проходження через зразок бетону, SiO_2 , нанокompозиту.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ

Було використано ультразвуковий імпульсно-фазовий метод визначення акустичних швидкостей пружних хвиль $V_{\parallel}$, $V_{\perp}$ з використанням комп'ютеризованої програми “ШВИДКІСТЬ” [1-3]. Зразки готували методом ультразвукового диспергування з використанням цифрової УЗ ванни CE-6200A потужністю $W = 70$ Вт, частотою $f \approx 42$ кГц. Головне вікно програми “ШВИДКІСТЬ” показано на Рис. 1.

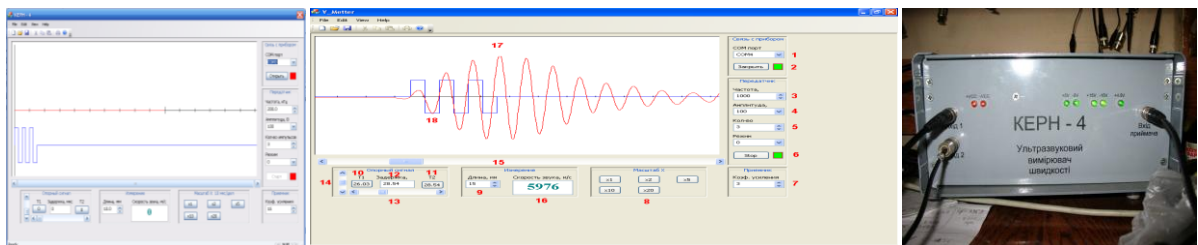


Рис. 1. Ілюстрація вікна обробки даних вимірювань поздовжньої $V_{\parallel}$ та поперечної $V_{\perp}$ акустичних швидкостей пружних хвиль за допомогою імпульсно-фазового ультразвукового методу на частотах $f_{\parallel} \approx 1,11$ МГц та $f_{\perp} \approx 0,43$ МГц та загальний вигляд приладу “ШВИДКІСТЬ”.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Стереопроєкція диференціального коефіцієнта пружної анізотропії $A_d \text{ SiO}_2$ (ізолінії - у %) представлена на Рис. 2.

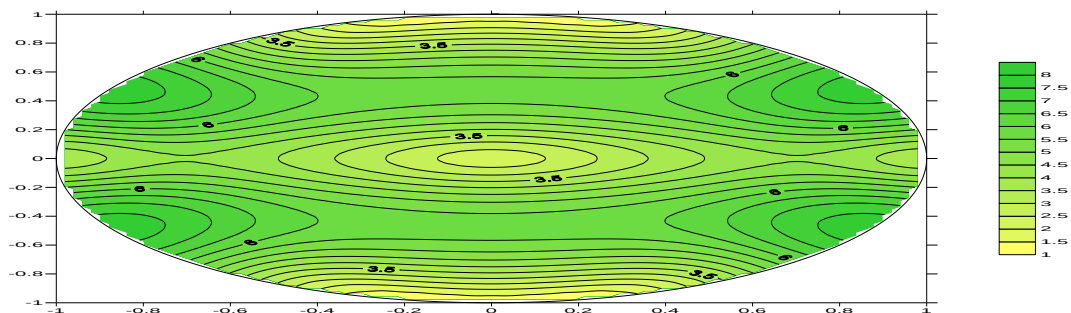


Рис. 2. Стереопроєкція диференціального коефіцієнта пружної анізотропії $A_d \text{ SiO}_2$ (ізолінії у %).

Стереопроєкція різниці швидкостей квазіпоперечних пружних хвиль $\Delta V_{\perp} = V_{\perp 1} - V_{\perp 2}$ у SiO_2 (ізолінії в км/с) та стереопроєкція кута поляризації - відхилення вектора пружних переміщень $\vec{U}$ від напрямку нормалі хвилі $\vec{n}$ $\varphi_p = (\vec{U}, \vec{n})$ SiO_2 (ізолінії - у градусах) представлені на Рис. 3 та Рис. 4.

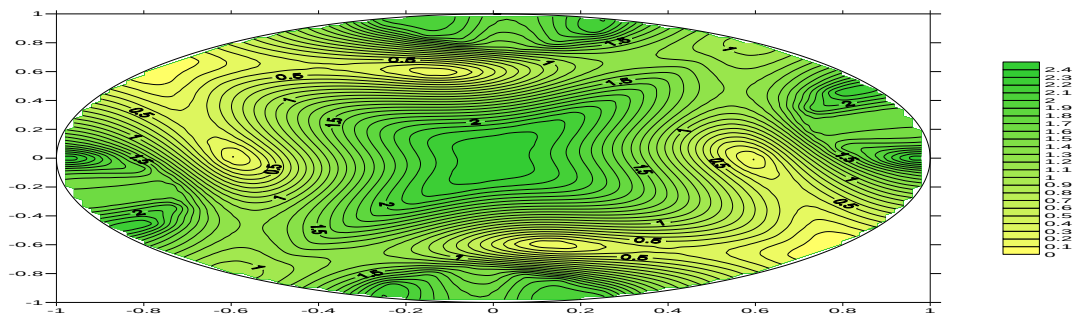


Рис. 3. Стереопроєкція різниці швидкостей квазіпоперечних пружних хвиль $\Delta V_{\perp} = V_{\perp 1} - V_{\perp 2}$ у SiO_2 (ізолінії в км/с).

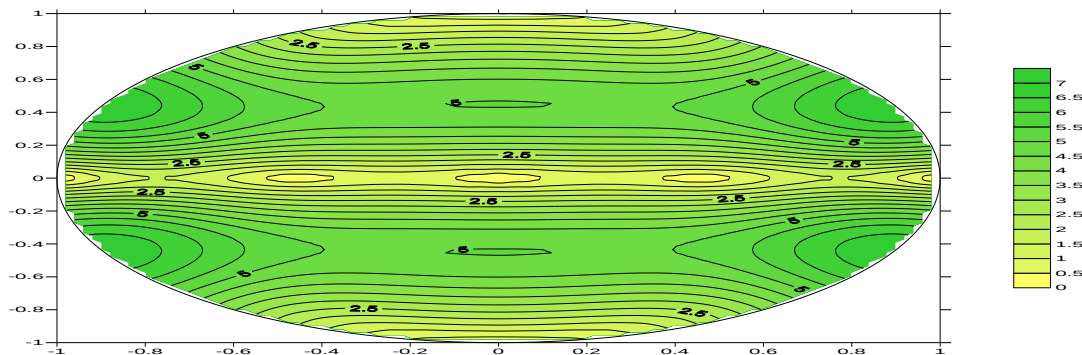


Рис. 4. Стереопроєкція кута поляризації - відхилення вектора пружних переміщень $\vec{U}$ від напрямку нормалі хвилі $\vec{n}$ $\varphi_p = (\vec{U}, \vec{n})$ SiO_2 (ізолінії - у градусах).

ВИСНОВКИ

1. Модуль пружності E , модуль зсуву G , коефіцієнт Пуассона μ , внутрішнє тертя Q^{-1} бетону, SiO_2 , нанокompозиту залежить від його анізотропії.
2. Динамічні деформації ϵ_d в гідромеліоративних системах залежать від утворення та поширення тріщин, відновлення полів механічних напружень σ_d (стиск-розтяг) після вибухів снарядів та дронів.

ПОДЯКИ

Ця робота була підтримана Міністерством освіти і науки України: Грант Міністерства освіти і науки України на перспективний розвиток наукового напрямку "Математичні науки та природничі науки" в Київському Національному Університеті імені Тараса Шевченка.

Перелік посилань

1. Onanko Y. A., Kuzmych L. V., Onanko A. P. et al. Influence of annealing on indicatory surface of anelastic-elastic body of GeSi. (Q2)*Discover Applied Sciences*. 2025. V. 7, № 10. P. 1210(9). DOI: <https://doi.org/10.1007/s42452-025-07799-0>
2. Onanko Y. A., Kuzmych L. V., Onanko A. P. et al. Influence of irradiation on indicatory surface of anelastic-elastic body of AgZn alloy. (Q2)*Materials Research Express*. 2025. V. 12, № 1. P. 016516(8). DOI: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2053-1591/adabbc>
3. Onanko A. P., Kuzmych L. V., Onanko Y. A. et al. Indicatory surface of anelastic-elastic properties of Ti alloys. (Q2)*Materials Research Express*. 2023. V. 10, № 10. P. 106511(7). DOI: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2053-1591/acfecc>

АНАЛІЗ ТА ПРОГНОЗУВАННЯ ЗАМУЛЕННЯ СУДНОПЛАВНОГО КАНАЛУ НА ПЕРЕКАТНІЙ ДІЛЯНЦІ РІКИ ЗА НАТУРНИМИ ДАНИМИ ВИТРАТ НАНОСІВ

Островерх Б.М., Потапенко Л.С., Хижа І.А.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, E-mail: potapenko_ls@ukr.net

Головна умова, що сприяє замуленню ділянки русла ріки, полягає в локальному порушенні відповідності між вмістом наносів в потоці і транспортуючою здатністю потоку, тобто перевантаження потоку наносами. Перевантаження потоку наносами виникає внаслідок двох причин: надходження в потік додаткової кількості наносів та зменшення швидкості потоку. Найбільше значення такого перевантаження відбувається під час повені, коли ріка несе багато наносів і для підтримки судноплавства необхідно виконувати розчищення суднового ходу [1].

Належне прогнозування замулення судноплавного каналу є важливим для оцінки об'єму робіт необхідних для розчищення русла. При цьому актуальною стає задача оцінки замулення прорізі судноплавного каналу на основі вимірювання витрат наносів. Витрати наносів, як правило, вимірюються на прорізі, ширина якої значно менша за ширину русла, тому при моделюванні виникає проблема визначення граничних умови на вході всієї ділянки русла.

Для вирішення цієї проблеми в роботі пропонується провести моделювання замулення методом послідовних наближень. На першій ітерації на вході ділянки русла задається рівноважна придонна концентрація, яка відповідає рівноважному стану, у якому потік винесення наносів з пухкого придонного шару врівноважується потоком осадження до шару. Надходження в потік додаткової кількості наносів моделюється на другому наближенні, і так до тих пір поки концентрація наносів в прорізі не буде відповідати значенню, отриманому в результаті вимірів.

Для верифікації алгоритму проведені розрахунки на 37 км Кілійського гирла Дунаю за даними Дунайської гідрометеорологічної обсерваторії по витратах води та мутності, та даними промірів глибин. Об'єм замулення отриманий в результаті моделювання на протязі 4 діб порівнювався з об'ємом отриманим шляхом вимірів батиметрії, відповідних початку і кінцю розрахункового періоду.

Для розрахунків використовується модель *FST2DH* [2]. В систему розрахункових рівнянь входять рівняння переносу маси та імпульсу, рівняння деформації дна та переносу тяглих і завислих наносів [3].

Область моделювання має протяжність 1350 м та ширину 600 м, ширина прорізі становить 60 м. Моделювання стаціонарної течії в руслі проведено на базі вимірів батиметрії. В верхньому створі течії задані витрати Q , в нижньому створі – рівень поверхні води Z_w . Отримане стаціонарне рішення для швидкості течії та рівня поверхні води використовується як початкові умови для нестаціонарної задачі транспорту наносів та зміни поверхні дна.

Моделювання замулення каналу проведено на протязі 4 діб з умовами, що відповідають спостереженням Дунайської гідрометеорологічної обсерваторії (ДГМО) за період 4.02.24 – 7.02.24, а саме витрати становлять $2700 \text{ м}^3/\text{с}$, відповідно концентрація завислих наносів становить $C_s = 0.000043 \text{ (м}^3/\text{м}^3\text{)}$, розрахована концентрація тяглих наносів $C_b = 0.0000023 \text{ (м}^3/\text{м}^3\text{)}$. Визначення гранулометричного складу тяглих та завислих наносів на Кілійському гирлі (115, 20 км) проведено за даними ДГМО. Згідно [1] в режимі повені медіанний діаметр становить 0.15 мм.

Результати моделювання показали, що в межах прорізі концентрація змінюється від 0.000043 до $0.000050 \text{ (м}^3/\text{м}^3\text{)}$, що добре узгоджується з вимірюваною концентрацією завислих наносів та розрахованою концентрації тяглих наносів, а саме $0.000045 \text{ (м}^3/\text{м}^3\text{)}$.

Порівняльний аналіз результатів моделювання на осі прорізі, для різних граничних умов, а саме граничних умов, що відповідають рівноважній концентрації C_s^* та граничних умов отриманими методом послідовних наближень C_s показав, що $C_s > C_s^*$ тобто відбувається замулення (рис. 1).

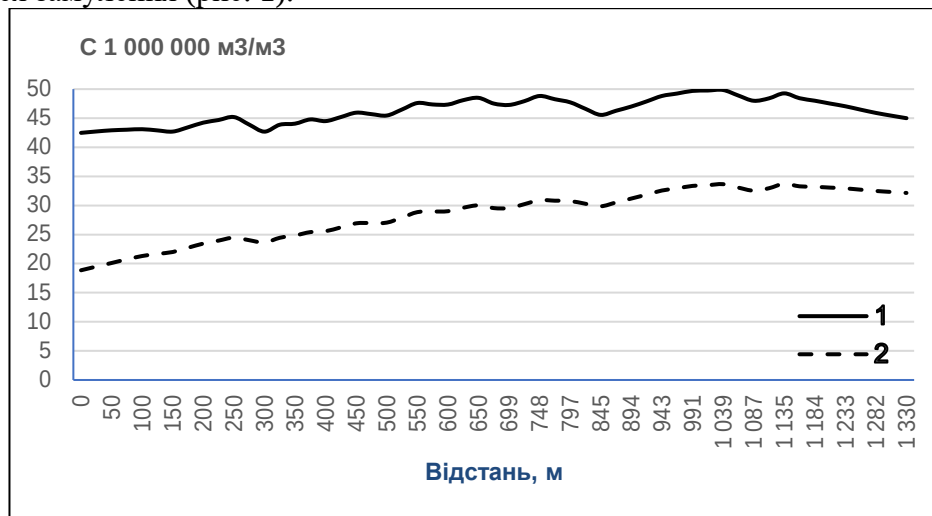


Рис. 1. Концентрація наносів на осі прорізі судноплавного каналу, 1 - граничні умови, що відповідають вимірам, 2 - граничні умови для рівноважної концентрації

Для верифікації алгоритму проведені розрахунки на 37 км Кілійського гирла Дунаю за даними Дунайської гідрометеорологічної обсерваторії по витратах води та мутності, та даними промірів глибин. Встановлено, що об'єм замулення отриманий в результаті моделювання на протязі 4 діб відповідає об'єму отриманому шляхом вимірів батиметрії.

Порівняльний аналіз змін поверхні дна на осі прорізі, отриманих за результатами моделювання та на базі вимірів батиметрії наведено на рисунку 2.

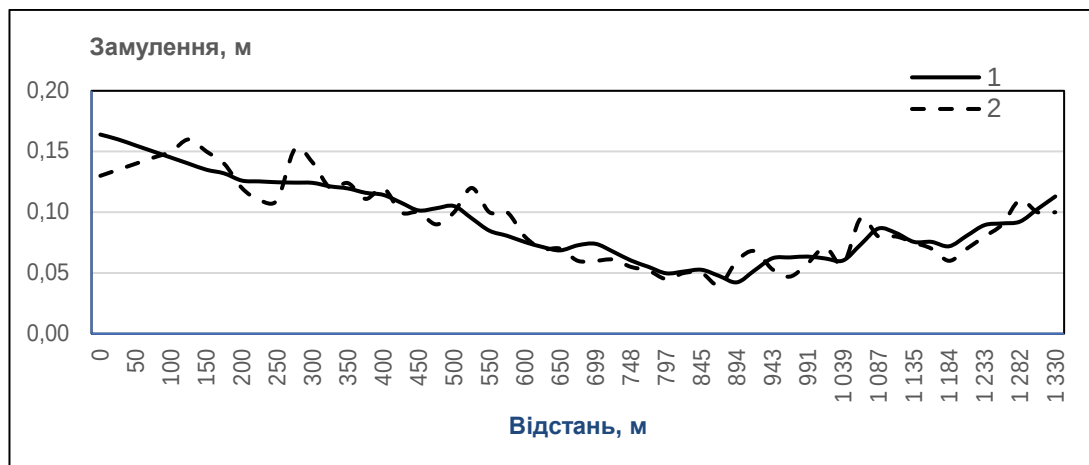


Рис. 2. Зміни поверхні дна на осі каналу, 1 - моделювання, 2 – виміри.

За результатами моделювання визначено об'єм замулення в зоні днопоглиблення каналу, який становить 7207 м³. Об'єм, отриманий на базі вимірів батиметрії шляхом обчислення різниці поверхонь дна, на початку та в кінці розрахункового періоду, становить 7400 м³.

Перелік посилань

1. Гідрологія дельти Дуная. –М.: ГЕОС, 2004. 448 с.
2. Two dimensional Depth-averaged Flow and Sediment Transport Model. Publication No. FHWA-RD-03-053, U.S. Department of Transportation, 2003.
- 3.Engelund, F.; Fredsoe, J. A sediment transport model for straight alluvial channels. Hydrol. Res. 1976, 7, 294–298.

ГІБРИДНИЙ МЕТОД ДЛЯ СИСТЕМ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ З ЗАПІЗНЮВАННЯМ В МЕХАНІЦІ ХРЕСТОПОДІБНИХ ХВИЛЬ В БАСЕЙНІ СКІНЧЕННИХ РОЗМІРІВ З ХВИЛЕПРОДУКТОРОМ

Печук Є.Д.¹, Краснопольська Т.С.¹, Печук В.Д.²

¹Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ, evgdmr@gmail.com

² Київський національний університет будівництва та архітектури, Київ,
pechuk.vd@knuba.edu.ua

Останнім часом спостерігається великий інтерес до динамічних систем, що мають запізнювання у часі. Динамічні процеси пов'язані з передачею маси, енергії, інформації супроводжуються наявністю запізнювання. Таке запізнювання може бути обумовлене різними причинами – обмеженістю швидкості поширення взаємодії, наявністю інерційності деяких елементів, обмеженістю протікання технологічних процесів та інше. Розв'язок систем диференціальних рівнянь з запізнюванням зазвичай знаходять чисельними методами. У випадку, коли величина запізнювання більша, ніж крок чисельного інтегрування, знаходження чисельного розв'язку систем диференціальних рівнянь з запізнюванням не викликає складності. Для цього використовують інтерполяцію передісторії моделі і чисельні методи для звичайних систем диференціальних рівнянь, наприклад, явні методи Рунге-Кутти. Застосовуючи метод кроків, отримують чисельний розв'язок на необхідний проміжок часу. Проте, якщо проміжок часу, на якому розглядається динамічна система, досить великий у порівнянні з запізнюванням, то число кроків збільшується. Це уповільнює процес чисельного інтегрування і приводить до накопичення похибки. У випадку малих за величиною запізнювань, застосовують розклад в ряд Тейлора по запізнюванню і далі розв'язують звичайну систему диференціальних рівнянь чисельним методом, наприклад, методом Рунге-Кутти. Такий підхід має обмеження на величину запізнювання і не може бути застосований для багатьох моделей задач. Тому часто доводиться застосовувати крок чисельного інтегрування більший, ніж величина запізнювання, і неперервні неявні методи Рунге-Кутти. Тоді на кожному кроці чисельного інтегрування доводиться розв'язувати системи нелінійних рівнянь, що ускладнює алгоритм розв'язку.

Ми побудували новий явний гібридний метод для систем диференціальних рівнянь з запізнюванням п'ятого порядку збіжності, який базується на явних методах Рунге-Кутти та побудові поліномів Ньютона для передісторії моделі. Було використано явні методи Рунге-Кутти п'ятого порядку, оскільки вони є найбільш поширеними для звичайних систем диференціальних рівнянь завдяки зручності їх використання і швидкості обчислення чисельного розв'язку. Ми довели збіжність цього методу і зробили оцінку локальної похибки на кожному кроці чисельного інтегрування. Також встановлено основні принципи побудови таких гібридних методів вищих порядків збіжності для систем диференціальних рівнянь з запізнюванням.

Вперше досліджено вплив запізнювання на динаміку хрестоподібних хвиль. Встановлено суттєвість врахування факторів запізнювання, при дослідженні на регулярну і хаотичну динаміку системи, що описує хрестоподібні хвилі в басейні скінчених розмірів з хвилепродуктором. Одержані результати можуть бути використані при розробці методик для визначення динамічних характеристик хрестоподібних хвиль в басейнах скінчених розмірів, при регулярних і хаотичних режимах коливань, а також при розрахунках і конструюванні сучасних суден та високошвидкісних кораблів на повітряних подушках, пристроїв і механізмів, призначених для погашення небажаних рідинних хвиль.

Перелік посилань

1. Pechuk, V.D., Bondarenko, N.V., Pechuk, E.D., Krasnopolskaya, T.S. (2024) Chaos in hydrodynamic system with delay, In: Skiadas, C.H., Dimotikalis, Y. (eds) 16th Chaotic Modeling and Simulation International Conference. CHAOS 2023. Springer Proceedings in Complexity, Springer, 463-475. [https://doi.org/ 10.1007/978-3-031-60907-7_33](https://doi.org/10.1007/978-3-031-60907-7_33)
2. Краснопольська, Т.С., Печук, В.Д. (2024) Динаміка хрестоподібних хвиль в прямокутних басейнах скінчених розмірів. Гідродинаміка і акустика. 3(93), 4, 336-358.
3. Печук, В.Д., Печук, Є.Д. (2026) Новий метод чисельного розв'язання систем лінійних диференціальних рівнянь в частинних похідних. Прикладна геометрія та інженерна графіка, 110, 247-254. <https://doi.org/10.32347/0131-579X.2026.110.247-254>

ВПЛИВ ПОЗДОВЖНИХ ВИХРІВ, ГЕНЕРОВАНИХ ЛУНКАМИ, НА ТУРБУЛЕНТНИЙ ПРИМЕЖОВИЙ ШАР

Розумнюк Н.В.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Лунки на обтічній поверхні використовуються як один із засобів пасивного контролю примежового шару, оскільки генеровані ними поздовжні вихрі впливають на обмін імпульсом між основним потоком та пристінною областю, що призводить до посилення тепло- масообміну, змінює подальший розвиток примежового шару, може запобігати відриву потоку.

В даній роботі розглядається взаємодія поздовжніх вихрів, генерованих парою видовжених лунок несиметричної форми, розташованих під кутом 30° до напрямку зовнішнього потоку, та турбулентного примежового шару в околі лунок та нижче за потоком.

Нестационарний турбулентний потік над поверхнею вивчається чисельно на основі розв'язання нестационарної системи рівнянь Рейнольдса; для моделювання турбулентності застосовано модель переносу напружень в модифікації k- ω .

Розрахункова область має вигляд паралелепіпеда, в основі якого лежить пластина з лунками, розташованими на певній відстані від вхідної границі. На обтічній поверхні задано граничні умови прилипання, на бокових поверхнях - умови симетрії, на верхній границі - рухома стінка без тертя. На вході задано параметри турбулентного примежового шару певної товщини, одержані для обтікання гладкої поверхні при аналогічних опціях чисельного моделювання.

Число Рейнольдса за товщиною примежового шару перед лунками варіюється в діапазоні $Re_{\delta_0}=15000 \div 45000$, відношення максимальної глибини лунки до товщини $h/\delta_0=0.23 \div 0.7$.

Лунки складаються з носової, середньої та хвостової частин (Рис.1), геометрія яких розроблена на основі попередніх досліджень симетричних лунок [1]. В даному випадку розглядалися лунки, які мають зменшений кут носової частини і навітряних стінок середньої частини, а також лінійне зменшення глибини лунки в хвостовій частині; відношення довжини до ширини лунки $L/d=3$.

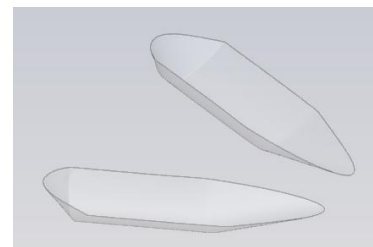


Рис.1

Сформовані в лунках вихрі з віссю вздовж бокових стінок в хвостових частинах спливають в примежовий шар, зближуються на деякій відстані нижче за потоком і утворюють вихрову пару. Розміри вихрів визначаються глибиною лунок h , тому в близькому сліді лунок їх еволюція практично не залежить від товщини примежового шару. Вихрі в парі утворюють висхідний потік між собою і поступово спливають вгору, локальна товщина примежового шару збільшується. Нижче за потоком траєкторії вихрів з більшою δ_0 зміщуються дещо вище.

Присутність вихрової пари простежується і в профілях швидкості, і в розподілах турбулентних напружень та енергії турбулентності (Рис.2) на відстані $0.87L_x$, $2.75L_x$, $6.5L_x$ (L_x – довжина проекції лунки на напрям зовнішнього потоку).

Напруження Рейнольдса та турбулентна енергія починають відхилятися від стандартних розподілів в примежовому шарі на гладкій поверхні починаючи з перехідної зони ($y^+ > 11$). При $y^+ > 100$ вони суттєво зростають, досягаючи максимальних значень над вихрами, що викликає значні відхилення в лінійних частинах логарифмічних профілів швидкості. З віддаленням від лунок ці максимуми мігрують вгору по товщині примежового шару і поступово зменшуються. У випадку тоншого примежового шару відносний розмір

вихрів такий, що їх вплив розповсюджується на всю товщину шару. Зі збільшенням δ_0 максимуми зсуваються нижче по товщині прилежого шару до обтічної поверхні і стають більш концентрованими. В усіх випадках енергія турбулентності значно зростає у зовнішній області прилежого шару. Нижче за потоком вихрі поступово затухають, величини цих максимумів зменшуються, але рівень турбулентності залишається підвищеним.

Зсувні напруження Рейнольдса $-u'v'$, які характеризують турбулентний перенос імпульсу в напрямку обтічної поверхні, дещо зменшуються біля стінки під вихрами, що відповідає меншій ефективності переносу у пристінній області в присутності даної поздовжньої вихрової пари. В той же час, значні максимуми в зовнішній області відповідають підвищеному турбулентному обміну імпульсу.

Таким чином, генеровані лунками поздовжні вихри перерозподіляють енергію турбулентності, переносячи її вгору і збільшуючи перемішування в зовнішній частині прилежого шару. Пригнічується пристінний перенос імпульсу, натомість суттєво збільшуються зсувні турбулентні напруження в зовнішньому шарі; тобто, породження турбулентності та інтенсивний обмін імпульсом зсувається далі від стінки. В порівнянні з обтіканням гладкої поверхні не тільки зростає рівень турбулентності, але й змінюється її структура в прилежому шарі на відстані до $\sim 10L_x$.

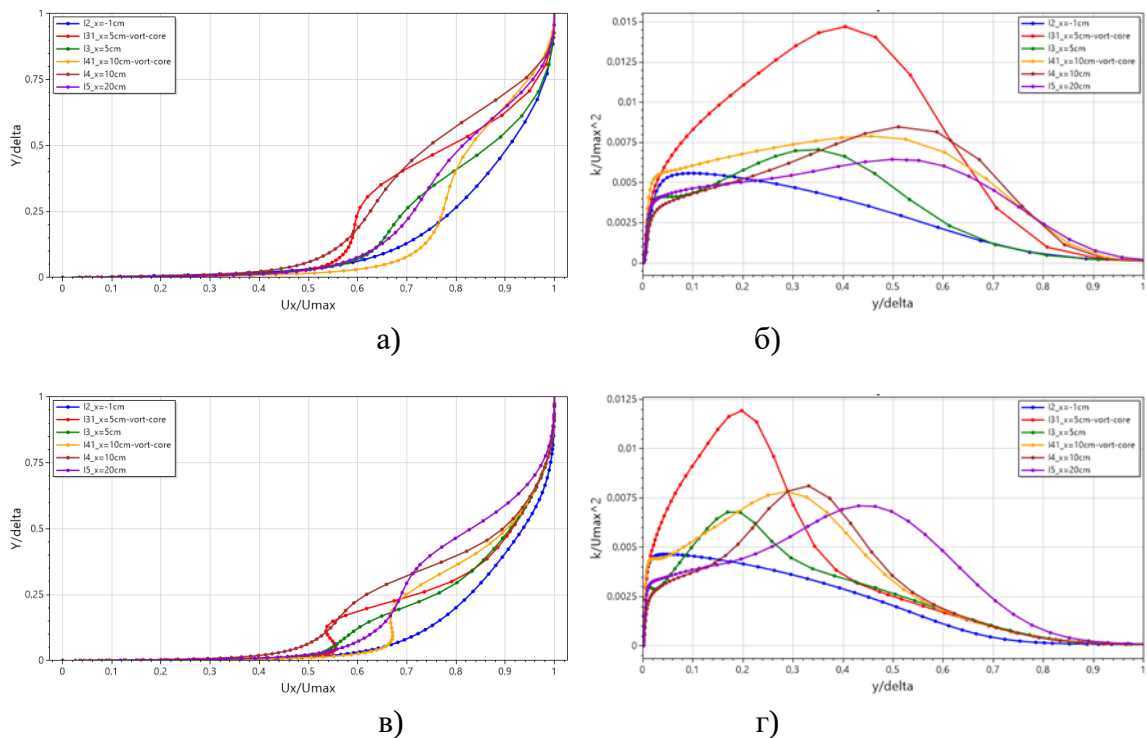


Рис.2. Поздовжня швидкість та енергія турбулентності на осі симетрії пари вихрів та в перерізах через центр вихра. а),б) $h/\delta_0=0.7$; в),г) $h/\delta_0=0.23$

Перелік посилань

1. Розумнюк Н.В. Вплив геометрії лунки на її опір // Комп'ютерна гідромеханіка: тези дев'ятої міжнар. науково-практичної конф. Київ: ІГМ НАНУ, 2024. – С. 70-71.

АДАПТИВНИЙ АЛГОРИТМ ПОКРАЩЕННЯ ЯКОСТІ ЗАШУМЛЕНИХ ОПТОАКУСТИЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ

Рудницький О.Г., Рудницька М.О., Ткаченко Л.В.
ІГМ НАНУ, Київ, lusia.tkch@gmail.com

Завдяки можливості неінвазивної реалізації структурної та функціональної візуалізації біологічних тканин, оптоакустичний (ОА) підхід показав значний потенціал у клінічних та дослідницьких застосуваннях [1,2]. Однак, дуже часто отримані ОА-сигнали та зображення демонструють низьке співвідношення сигнал/шум (SNR). Це пов'язано із слабкою амплітудою ОА-сигналів та сильним випадковим шумом від зовнішніх пристроїв та навколишнього середовища. Крім того, спотворення та артефакти у реконструйованому зображенні можуть бути пов'язані з особливостями відповідного алгоритму реконструкції. Отже, для ефективного використання цього методу в клінічній практиці та наукових дослідженнях вельми актуальною стає проблема усунення спотворень на реконструйованих ОА-зображеннях. Для подолання цієї проблеми нами був розроблений алгоритм покращення якості оптоакустичних зображень на основі теореми Банаха про нерухому точку та калманоподібного підходу.

Нехай X – невідоме вхідне зображення, Y – реконструйоване (задане) зображення, а $F(\cdot)$ – відображення (оператор), яке перетворює вхідне зображення на його реконструйовану версію (зображення із спотвореннями та артефактами):

$$Y = F(X), X, Y \in \mathbb{R}^d.$$

Постановка задачі така: для заданого $F(X^*)$ знайти найкращу оцінку X^* , таку, щоб $F(X^*) = X^*$. У нашому випадку оператор F можна представити як результат послідовного застосування функцій $f_1(\cdot)$ та $f_2(\cdot)$: $F(\cdot) = f_2(f_1(\cdot))$, де $f_1(\cdot)$ – оператор, що розв'язує пряму задачу оптоакустики, а $f_2(\cdot)$ – оператор, що визначає розв'язок оберненої задачі.

У [3] ми використали цей підхід для покращення якості реконструйованих зображень фотоакустики. Обмеженнями запропонованого підходу є те, що іноді такий алгоритм виявляє високу чутливість до адитивного шуму та тремтіння зображення, а також, вимагає занадто багато ітерацій для отримання бажаної якості. У даній роботі ми розвиваємо запропонований метод, використовуючи підхід, подібний до методу Калмана.

Для цього, реконструйований із зареєстрованих на поверхні даних образ $X_0 = Y$, розглядається нами як нульова ітерація, яка містить інформацію, отриману з експерименту. Апріорна інформація про процес міститься в прийнятій нами фізичній моделі розповсюдження звукових хвиль (пряма задача оптоакустики), їх реєстрації та алгоритмі розв'язання зворотної задачі оптоакустики. Тобто апріорна інформація сконцентрована в операторі $F(\cdot)$. При цьому, у нашому випадку, помилки експерименту і неточності моделі не залежать від номера ітерації. Отже, алгоритм складається з двох фаз: фази передбачення та фази коригування. На першому етапі розраховується прогноз стану в наступний момент часу (у нас це номер ітерації q). На другому кроці – етапі корекції – після порівняння модельного та експериментального значень відбувається уточнення передбаченого стану.

Розроблений алгоритм корекції, називаний нами *KL-підходом* (*Kalman-like approach*), був чисельно протестований з використанням фантомів, що імітують середовище, яке містить включення з вищим коефіцієнтом оптичного поглинання, ніж фон. Для перевірки ефективності розробленого алгоритму була проведена низка числових експериментів де моделювалася біологічна тканина з абсорберами різної геометрії. Біологічна тканина моделювалася однорідним середовищем з густиною $\rho_0 = 1020 \text{ kg/m}^3$ та швидкістю звуку $c_0 = 1510 \text{ m/s}$. Тестування проводилося для двовимірних моделей різної геометричної складності: три кругові диски різного діаметра на різній глибині та двовимірною моделлю судинного дерева на однорідному фоні. При цьому вважалося, що

реєструючи сенсори, знаходяться на верхній поверхні прямокутного зразка з розмірами $4.6 \times 4.6 \text{ mm}$. Обрані числові фантими спотворювались адитивним гаусівським шумом та операцією зсуву. Оскільки при такому підході оригінальне (чисте та незсунуте) зображення відоме, у якості критеріїв оцінки ефективності методу корекції доцільно використовувати такі показники якості, як пікове співвідношення сигнал/шум (PSNR) та індекс структурної подібності (SSIM). Перший (PSNR) вимірює абсолютні помилки в кожному пікселі, а другий (SSIM) оцінює якість зображення на основі структурної інформації. Значення PSNR та SSIM для кожного конкретного методу розраховувались для кожної ітерації окремо. Результати корекції зображення отримані для реконструйованого судинного дерева, показані на Рис. 1.

З рисунку видно, застосування T -методу (попередній метод) не тільки не покращує, але суттєво погіршує якість ОА-зображення. В той же час запропонований KL -алгоритм, та його прискорена за допомогою методу Андерсена - версія KL_{AA} -метод, значно покращують якість зображення як у PSNR, так і у SSIM термінах. Для порівняння приведено також результати для методу узагальненої похідної (total derivative approximation) TDA -метод.

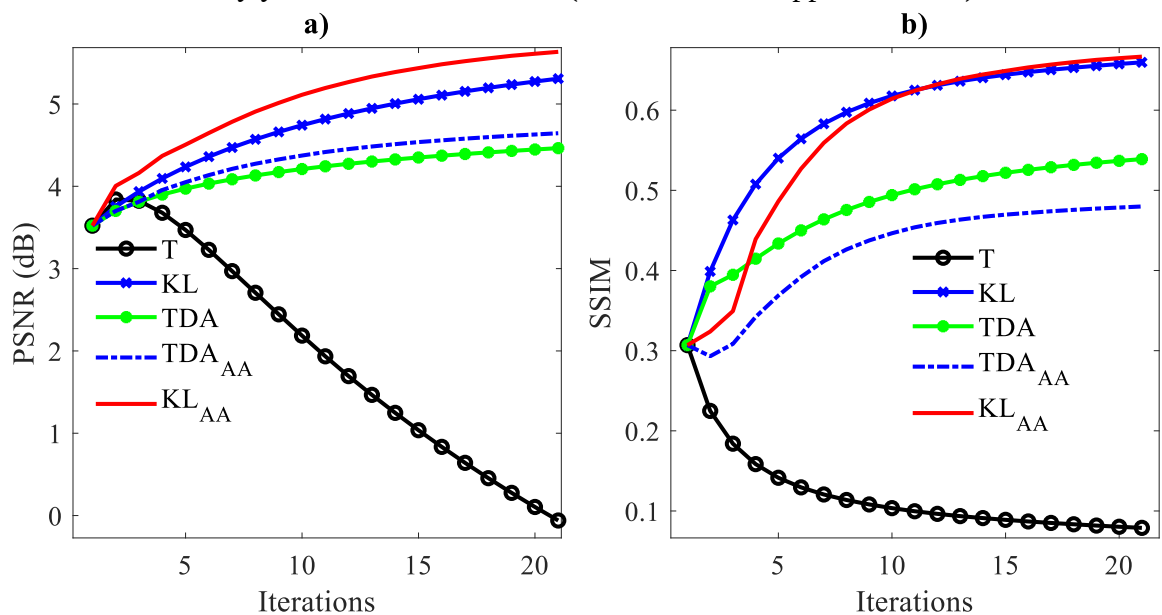


Рис.1. Порівняння покращення якості реконструйованих зображень із номером ітерації: T - Тао метод; KL - запропонований метод; KL_{AA} - Андерсонівське прискорення KL -методу; TDA - метод та його прискорена версія TDA_{AA} .

Перелік посилань

1. P. Beard, Biomedical photoacoustic imaging., Interface Focus, (2011). Vol. 1, N. 4, pp. 602–31, 2011.
2. Toi, M., Asao, Y., Matsumoto, Y. et al. Visualization of tumor-related blood vessels in human breast by photoacoustic imaging system with a hemispherical detector array. Sci Rep 7, 41970 (2017).<https://doi.org/10.1038/srep41970>.
3. A.G.Rudnitskii Iterative Image Correction Scheme for Optoacoustic Tomography (2022) Acoustical Physics, 68, N4, p.395–402.

ГРУНТОВЕ СЕРЕДОВИЩЕ ПІД ПОВЕРХНЕВИМ ДИНАМІЧНИМ НАВАНТАЖЕННЯМ

Савицький О.А.

Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, oasavicki@gmail.com

Оцінка динаміки систем фундамент-грунт враховує геометрію елементів фундаментів та ґрунтової основи, фізико-механічні властивості матеріалів, контактні умови та особливості динамічної взаємодії. Методики та приклади динамічних розрахунків плитних фундаментів на ґрунтовій основі наведено в [1], де використано метод ортогональних поліномів, базований на універсальному методі граничних інтегральних рівнянь та моделях ґрунту з лінійно-пружними реакціями, зокрема, моделлю пористопружного насиченого рідиною ґрунту М. А. Biot. Використання в таких методиках аналітичних розв'язків у крайових задачах для лінійних моделей ґрунтового середовища призводить до недостовірних результатів без врахування складної структури ґрунтової основи та нелінійної пружно-пластичної деформації ґрунту.

Наразі ефективно використовуються методи скінченних елементів (СЕ) чи скінченних об'ємів. В сучасні комп'ютерні розрахункові комплекси включено широкий набір ґрунтових моделей (ґрунти дисперсні та скельні, насичені рідиною та ін.), реалізованих в сполученні з моделями інженерних конструкцій та розрахункових схем спеціальних об'єктів для методів СЕ або чисельно-аналітичних. Ряд застосувань таких комплексів представлено в збірці доповідей XI української конференції механіки ґрунтів і геотехніки, наприклад в роботі [2] подано методику та результати моделювання в програмі Ansys/LS-Dyna взаємодії шару ґрунтового середовища з захисною підземною спорудою при впливі вибуху або удару.

Метою даної роботи є вивчення програмних комплексів та використання пружнопластичних моделей ґрунтового середовища, визначення зміни напружено-деформованого стану, моделювання коливань ґрунтової основи при дії на ділянці поверхні нестационарного навантаження, що відповідає динамічному навантаженню від фундаментної плити на контакт з поверхнею ґрунту. Звертаємось до використання методу СЕ для можливості ускладнення розрахункових схем відповідно до реальної структури ґрунтових основ, дотримання вимог хвильової динаміки та нелінійної механіки ґрунтів.

Для основи прийнято фізико-механічну модель зміцнюваного ґрунту з урахуванням малих деформацій (hardening soil with small-strain stiffness, HSs) [3]. Модель вважається достовірною для задач динаміки фундаментів на ґрунтовій основі, заглиблених споруд, будівництва в умовах щільної міської забудови та ін. Переваги моделі наступні: враховується нелінійна залежність модуля зсуву від амплітуди деформації, збільшення жорсткості ґрунту (наближення до пружно-лінійної) при малих зсувних деформаціях; враховується рівень тисків та деформацій (що включає історію навантаження). На значній відстані від джерела динамічного навантаження деформації зменшуються також через демпфування (загасання коливань в матеріалі ґрунтового середовища пропорційно інерції та механічній жорсткості). Модель придатна для піщаних та глинистих ґрунтів в звичайних умовах експлуатації споруд. Параметри моделі ґрунту взято з прикладів.

Моделювання коливань пружно-пластичної основи в «коробці» обмеженого розміру для МСЕ вимагає встановлення на межах області: спеціальних елементів для забезпечення пропуску (невідбиття) хвиль, хоча б пружних, для заданого матеріалу; контактних умов, якщо моделюється межа фундамент-основа. Доступне врахування граничних умов на контакті ґрунтових товщ між собою, з фундаментом, підземними спорудами та ін.

Основні розрахунки виконуються з застосуванням ітераційного методу Ньютона-Рафсона у часі. Швидкість розрахунку та точність знайдених напружень і переміщень залежить від форми та якості (відповідність розміру, проміжку часу та швидкості хвиль) елементів. Розмір «коробки» залежить також від загасання коливань в ґрунтовому

середовищі, пропорційного щільності та механічної жорсткості ґрунтового середовища, що розподіляється коефіцієнтами Релея. Коливання моделі повинні враховувати включення 90 % маси на основних частотах, для цього виконується орієнтовний аналіз «власних частот», коли ґрунт вважається пружним.

Дослідження обмежено застосуванням бюджетних комп'ютерів, тому розглядаються спрощені моделі, що дозволяє виявляти відповідність результатів при аналізі розповсюдження хвиль та виявлення зон пластичної деформації.

Результати розглянемо на прикладі 2D задачі (пласка деформація) коливань шару HSs ґрунту висотою 25 м з затисненою тильною гранню при дії на ділянці 2 м біля початку координат поверхневого рівномірно розподіленого вертикального тиску (амплітуда тиску 20 кН, навантаження прикладається у скінченному проміжку часу від 0 до 0.1 с, ніби функція Хевісайда). Спочатку знаходиться напружений стан ґрунту під дією власної ваги, деформації вважаються нульовими, як на початку будівництва. Такий відомий нерівномірний стан зумовлює всю наступну внутрішню просторову взаємодію матеріалу ґрунту при коливаннях, зміну розрахункових модулів в залежності від напружень та історії навантажень при дії динамічного впливу.

Розраховано напружено-деформований стан шару ґрунту у певні моменти. На січній області ґрунту на протязі 1 с, з інтервалом 0.05 с відтворено зміну напруженого стану, розвиток рівня напружень, зміщень та швидкостей в області під лінією навантаження (ближня зона), потім відрив збуджень ґрунтового шару в горизонтальному напрямку і хвилі, загасання коливань відповідно механізмам моделі. В кінці інтервалу бачимо збереження напруженої зони під навантаженням, оцінюємо остаточні пластичні деформації. Для зміщень, напружень та ін. спостерігаємо нестационарні коливання для характерних точок, на поверхні (поверхневі хвилі), в масиві, на затисненій нижній межі. Проявляється загасання всередині, а біля бокових граней ґрунтової області коливання непомітні через демпфування на відстані. Проілюстровано рух поверхневої хвилі.

Ця тестова задача показує фізичний стан ґрунту всередині шару, на відміну від результатів методики [1] тільки для поверхні навантаження. Результати свідчать про вдалий вибір меж області, SE сітки, типу та розміру елементів високої складності, амплітуди навантаження та ін.

В даній роботі продовжено дослідження динаміки фундаментів [1], вивчено методики практичного врахування для МСЕ багатьох особливостей моделювання на ґрунтових основах, від вибору моделі основи до докладного аналізу напружено-деформованого стану.

Перелік посилань

1. Гомилко, А., Савицкий, О., Трофимчук, А. (2016) Методы суперпозиции, собственных функций и ортогональных многочленов в граничных задачах теории упругости и акустики. Наук. Думка, Київ. 416 с. Режим доступу: <https://itgip.org/metody-superpoziczii-sobstvennyh-fun/>
2. Носенко, В., Нечипоренко Д. (2025) Оцінка впливу імпульсного навантаження спричиненого вибухом та ударом на заглиблені захисні споруди та ґрунтове середовище. Основи та фундаменти., 50. 200-209. DOI: 10.32347/0475-1132.50.2025.200-209
3. Benz, T., Schwab, R., Vermeer, P. A. (2009). A small-strain constitutive model for soil stability analysis, Bautechnik (John Wiley & Sons, Ltd), 86, 16-27. DOI: 10.1002/BATE.200910038

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ МОДЕЛЕЙ, ЩО ПРОНИКАЮТЬ У ВОДУ ЧЕРЕЗ СХВИЛЬОВАНУ ПОВЕРХНЮ

Семененко В.М., Савченко Г.Ю., Наумова О.І.

Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ. E-mail: vnsvns60@gmail.com

1. Об'єкт дослідження. Розглядаються гідродинамічні процеси при перетині моделями вільної поверхні води та подальшому проникненні у воду з урахуванням регулярних поверхневих хвиль. Особливий інтерес представляє вхід та проникнення моделей у воду під малими кутами до вільної поверхні, включаючи явище рикошету.

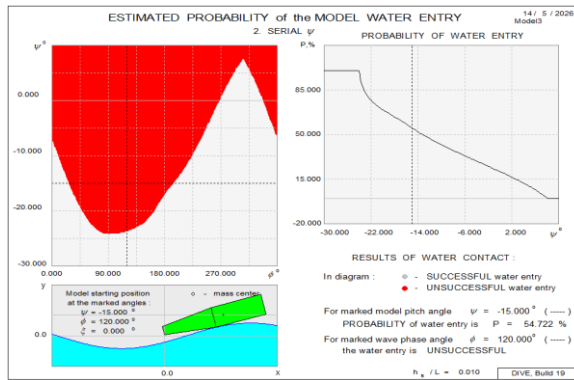
Експериментально процеси при вході у воду вільнолітаючих моделей через незбурену поверхню, включаючи явище рикошету, спостерігалися у Лабораторії сучасної гідродинаміки ІГМ НАН України [1]. Там же описано методику розрахунку та наведено приклади комп'ютерного моделювання. Метою даної роботи є модифікація методики комп'ютерного моделювання проникнення моделей у воду і руху суперкавітуючих моделей у воді з урахуванням впливу поверхневих хвиль.

2. Математична модель. Використовується математична модель динаміки суперкавітуючої моделі, яка базується на повній системі рівнянь 6DOF руху видовженого твердого тіла. Для розрахунку форми нестационарних каверн використовується принцип незалежності розширення перерізів каверни Г.В.Логвиновича. Для розрахунку діючих гідродинамічних сил використовуються апроксимаційні залежності, які були отримані як на основі експериментів, так і на основі теоретичних розв'язків. Для моделювання впливу поверхневих хвиль використовується лінійна теорія плоских регулярних гравітаційних хвиль на глибокій воді.

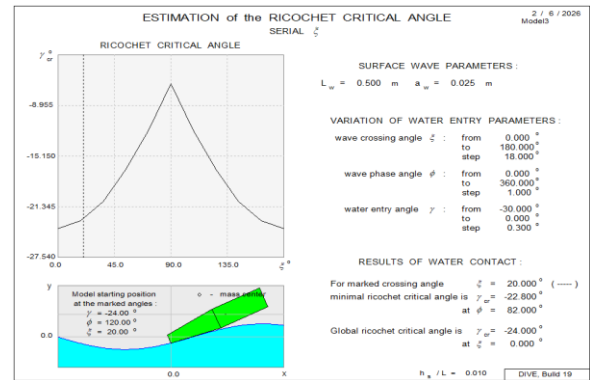
3. Модифікація комп'ютерної програми DIVE. Нами розроблено демонстраційну програму **DIVE_19** для комп'ютерного моделювання процесу проникнення моделей у воду через схвильовану вільну поверхню і керованого руху суперкавітуючих моделей у воді з урахуванням впливу поверхневих хвиль. При виконанні функцій меню програми можна спостерігати на екрані комп'ютера еволюцію каверни при вході і проникненні моделей у воду під довільними кутами як у потоковій системі координат (як при зйомці рухомою відеокамерою), так і у фіксованій системі координат (як при зйомці нерухомою відеокамерою).

4. Оцінка ймовірності “вдалого” входу моделей у воду та критичного кута рикошету. Розглянуто проблему рикошетування моделей при ударі по водній поверхні. Запропоновано геометричний критерій “невдалого” входу у воду моделі з дисковим кавітатором, згідно з яким рикошет моделі від поверхні води в першому наближенні вважається можливим у випадку, якщо модель спочатку торкається води не кромкою кавітатора, а деякою ділянкою корпусу. Дано оцінки ймовірності “вдалого” або “невдалого” входу у воду (див. Рис. 1, а) та критичного кута рикошету (див. Рис. 1, б) для моделей різної форми залежно від параметрів хвилювання. Показано, що за наявності поверхневих хвиль ймовірність рикошету суттєво зростає.

5. Вплив поверхневих хвиль на динаміку суперкавітуючих моделей. Наводяться приклади комп'ютерного моделювання руху суперкавітуючої моделі поблизу схвильованої поверхні води (див. Рис. 2) та процесу проникнення моделей у воду через схвильовану поверхню води (див. Рис. 3). Розрахунки показали, що при русі суперкавітуючої моделі поблизу схвильованої поверхні води можуть збуджуватися автоколивання вентильованої каверни, що може призвести до руйнування каверни. У той же час наявність поверхневих хвиль з прийнятими параметрами (амплітуда та початкова фаза) за умови “вдалого” входу моделі у воду слабо впливають на зміну параметрів руху моделі, зокрема на глибинне змикання каверни.

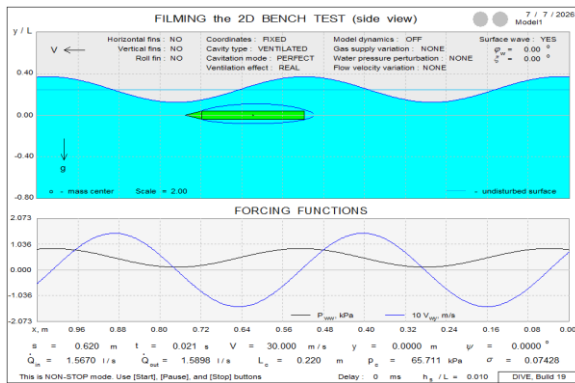


a

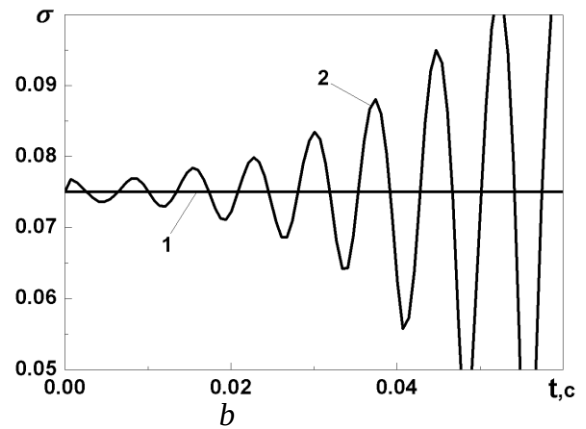


b

Рис. 1. a – оцінка ймовірності рикошету; b – оцінка критичних кутів рикошету

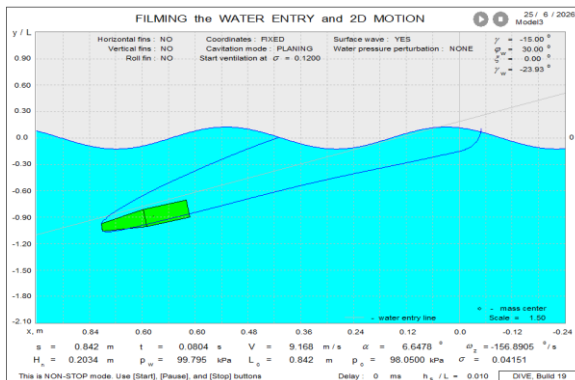


a

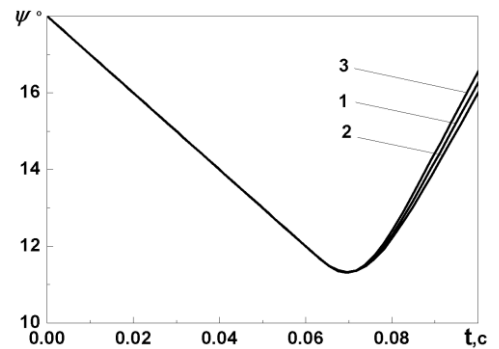


b

Рис. 2. a – рух вентиляваної моделі поблизу схвильованої поверхні
b – зміна числа кавітації $\sigma(t)$: 1 – $\bar{a}_w = 0$, 2 – $\bar{a}_w = 0.05$



a



b

Рис. 3. a – похиле проникнення моделі у воду; b – зміна кута тангажу: 3 – $\bar{a}_w = 0.1$

Перелік посилань

1. Савченко Ю.М., Семененко В.М., Савченко Г.Ю., Наумова О.І. Експериментальне дослідження та комп'ютерне моделювання динаміки суперкавітуючих тіл, що проникають у воду під малими кутами до вільної поверхні. Гідродинаміка і акустика. 2026. Т. 4 (94), N 1. С. 1 – 25.

ЧИСЕЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ФОРМИ З КРУГОВИМ ОТВОРОМ

Серафимович Р.В.

Інститут механіки ім. С.П. Тимошенка НАН України, Київ,

e-mail: serafymovychr@gmail.com

Тришарові оболонкові конструкції широко застосовуються в елементах ракетно-космічної техніки, оскільки забезпечують поєднання малої маси, високої жорсткості та достатньої несучої здатності. Такі конструкції складаються з двох тонких несучих шарів і товстого шару заповнювача. Несучі шари сприймають основну частину мембранних і згинальних навантажень, а заповнювач забезпечує спільну роботу шарів і бере участь у сприйнятті поперечного зсуву [1, 2].

Важливою задачею розрахунку таких конструкцій є визначення напружено-деформованого стану поблизу отворів. Наявність отвору порушує рівномірність розподілу напружень і спричиняє появу локальних зон концентрації, які можуть визначати міцність оболонкового елемента в цілому [3, 4].

Метою роботи є чисельне дослідження впливу тришарової структури на розподіл напружень навколо кругового отвору в циліндричному оболонковому елементі ракети. Основна увага приділяється аналізу колових напружень уздовж контуру отвору.

Розглядається циліндрична оболонка діаметром $D=1$ м і висотою $H=1,4$ м, ослаблена круговим отвором радіусом $r=0,1$ м (рис.1). Товщина кожного несучого шару становить $h_{1,2}=0,005$ м, товщина заповнювача — $h_3=0,05$ м. Оболонка навантажується осьовим зусиллям $P=0,4$ МН. Несучі шари виготовлені з алюмінієвого сплаву АМГ-6М, а шар заповнювача з пінопласту PVC foam.

Для розрахунку даної оболонки використано гіпотези Тимошенка, що дає змогу врахувати поперечні зсувні деформації. Це є суттєвим для тришарових оболонок, оскільки заповнювач має скінченну зсувну жорсткість і впливає на загальний розподіл напружень. У зоні отвору враховується локальний характер зміни напруженого стану, оскільки саме поблизу його контуру виникають найбільші градієнти напружень.

Результати чисельного аналізу подано на рис. 2 у вигляді розподілу відносних колових напружень σ_θ/σ_K уздовж контуру кругового отвору для тришарової і двох варіантів

одношарової оболонок, де $\sigma_K = \frac{P}{\pi D(h_1+h_2)}$.

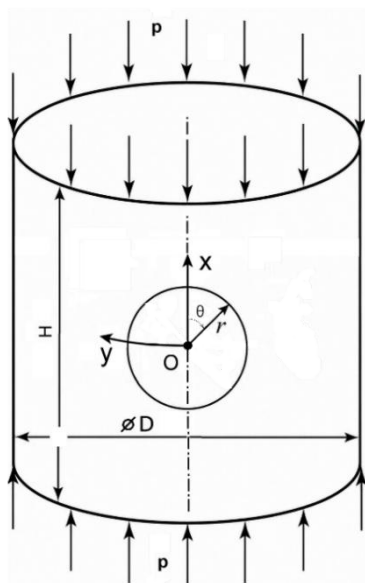


Рис. 1. Розрахункова схема

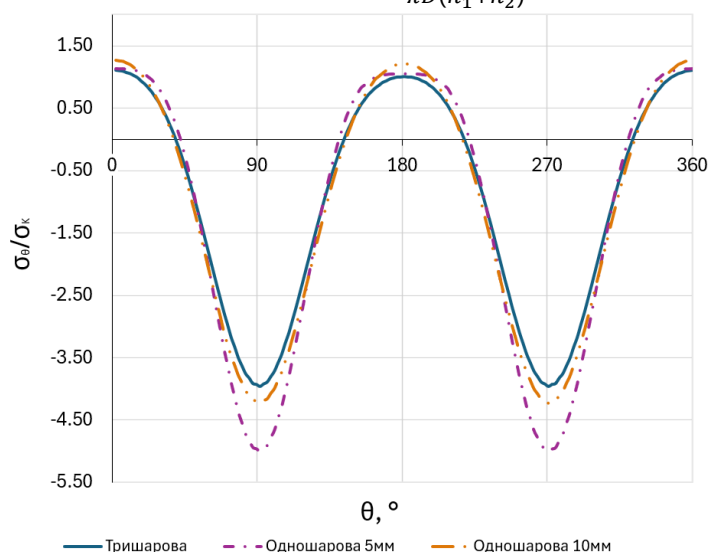


Рис. 2. Графік порівняння розподілення колових напружень навколо кругового отвору

Отримані дані показують, що використання тришарової конструкції призводить до зменшення максимальних колових напружень навколо отвору. Це пояснюється тим, що заповнювач забезпечує спільну роботу несучих шарів, підвищує загальну згинальну жорсткість оболонки та сприяє перерозподілу напружень у зоні концентрації.

Таким чином, оболонкова модель Тимошенка є доцільною для чисельного аналізу тришарових циліндричних оболонок з отворами. Вона дозволяє врахувати поперечну зсувну податливість заповнювача та оцінити її вплив на концентрацію напружень. Отримані результати підтверджують ефективність тришарової конструкції для зниження локальних напружень поблизу отвору в оболонкових елементах ракетно-космічної техніки.

Перелік посилань

1. Reddy J.N. Mechanics of laminated composite plates and shells: Theory and analysis. 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, 2004, - 585 p.
2. Qatu M.S., Asadi E., Wang W. Review of recent literature on static analyses of composite shells: 2000–2010. Open Journal of Composite Materials. 2012. Vol. 2. P. 61–86. <https://doi.org/10.4236/ojcm.2012.23009>
3. Гузь А.Н., Чернышенко И.С., Чехов Вал.Н., Чехов Вик.Н., Шнеренко К.И. Цилиндрические оболочки, ослабленные отверстиями. Киев: Наукова думка, 1974, - 448 с.
4. Пелех Б.Л., Лазько В.А. Слоистые анизотропные пластины и оболочки с концентраторами напряжений. Киев: Наукова думка, 1982, - 296 с.

ІМПУЛЬСНИЙ УДАР ТІЛА, ПОВНІСТЮ ЗАНУРЕНОГО У ВІДКРИТИЙ КОНТЕЙНЕР

Ю.А. Семенов¹, Ю.М. Савченко¹, Г.Ю. Савченко¹, О.І. Наумова¹

¹Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна

Імпульсний удар нестисливої рідини є різким нелінійним процесом, що триває надзвичайно короткий проміжок часу, проте супроводжується виникненням надзвичайно великих гідродинамічних навантажень на конструкції. Відомими прикладами є накат води на палубу судна, сленгінг днища та удар хвилі об морські платформи чи берегову лінію. Зокрема, високошвидкісні судна на підводних крилах, крилова система яких повністю занурена, можуть зазнавати раптових вертикальних ударів, спричинених хвилями, що набігають на основний корпус.

Проблема імпульсного руху зануреного під вільну поверхню тіла має тривалу історію (Havelock 1927, 1936; Lamb 1913), а розвиток теорії імпульсу пов'язаний із роботами von Kármán (1929) та Wagner (1932). Більшість відомих досліджень стосувалися руху в необмеженій області рідини. На відміну від них, у роботі розглянуто імпульсний рух тіла, повністю зануреного у відкритий контейнер (або канал) зі стінками, які можуть суттєво впливати на сили, що діють на тіло. Робота узагальнює випадок рідини нескінченної глибини (Semenov, Savchenko & Savchenko 2021). Серед застосувань — процеси встановлення морських споруд, операції у басейнах атомних електростанцій тощо.

Постановка задачі. Тіло з характерною довжиною L занурене в контейнер на глибину h під спокійною вільною поверхнею рідини. Тіло та контейнер симетричні відносно осі Y , тому розглядається лише половина області течії. До моменту удару $t = 0$ тіло і рідина перебувають у стані спокою. У момент $t = 0+$ тіло раптово починає рухатися з прискоренням a , спрямованим униз, так що за нескінченно малий проміжок часу швидкість тіла досягає значення $U = at$. Рідина вважається ідеальною та нестисливою, течія — безвихровою; впливом сили тяжіння й поверхневого натягу під час удару нехтуємо.

Уводяться комплексні потенціали у системі координат, пов'язаній з тілом, Φ , та у системі, пов'язаній з контейнером, Φ' . Одразу після удару потенціали пов'язані співвідношенням $\Phi' = \Phi - UY$, а імпульс тиску визначається як

$$P' = -\rho\Phi' = -\rho\Phi + \rho UY.$$

Приєднана маса m' обчислюється через кінетичну енергію рідини, а безрозмірні коефіцієнти приєднаної маси у двох системах координат пов'язані рівністю $m' = m - a^*$, де a^* — безрозмірна площа поперечного перерізу тіла. Доданок урахує силу плавучості, спричинену прискоренням контейнера.

Метод розв'язання. Застосовано метод інтегрального годографа: як допоміжну параметричну область обрано перший квадрант ζ -площини. Формулюються крайові задачі для функції комплексної швидкості dw/dz та похідної комплексного потенціалу $dw/d\zeta$. За допомогою інтегральних формул отримано аналітичні вирази для цих функцій, які містять шукані функції розподілу напрямку швидкості вздовж твердих меж та величини швидкості на вільній поверхні. Крайова задача зводиться до системи інтегральних та інтегродиференціальних рівнянь, яка розв'язується чисельно методом ітерацій.

Результати. Визначено поле швидкості, розподіл імпульсу тиску на тілі та стінках контейнера, а також приєднану масу одразу після удару для широкого діапазону глибин занурення й геометрій контейнера (прямокутний та півкруглий контейнери, канал скінченної глибини) та для різних форм поперечного перерізу тіла — пластини, кола і прямокутника. Установлено такі закономірності:

– за великих глибин занурення конфігурація ліній течії стає майже симетричною, як у необмеженій рідині, а вплив дна та вільної поверхні є слабким;

– форма перерізу суттєво впливає на розподіл швидкості; на кінцях пластини та в кутових точках квадрата швидкість необмежено зростає, що підтверджується аналітично;

– коефіцієнт приєднаної маси зростає при наближенні тіла до дна або до бічних стінок контейнера; найбільше його значення відповідає квадратному перерізу, найменше — пластині, що пов'язано з периметром перерізу;

– зі зменшенням ширини контейнера імпульс тиску на тілі та стінках зростає, оскільки рідина протікає через звужений зазор між тілом і стінкою з більшою швидкістю.

Одержаний розв'язок описує також ситуацію, коли контейнер раптово починає рухатися вгору, а тіло залишається нерухомим; у цьому випадку приєднана маса більша, бо додатково враховує силу плавучості, що діє на тіло на стадії короткочасного прискорення контейнера.

Висновки. Задачу про імпульсний старт тіла, повністю зануреного в контейнер, розв'язано методом інтегрального годографа зі зведенням до системи інтегральних рівнянь. Перерізи у порядку зростання периметра (пластина, коло, квадрат) спричиняють щораз більше збурення рідини, більший імпульс тиску та більшу приєднану масу за однакової глибини занурення. При наближенні тіла до дна чи стінок контейнера імпульс тиску й приєднана маса поступово зростають.

Перелік посилань

1. Havelock, T.H. 1927 The method of images in some problems of surface waves. *Proc. R. Soc. Lond. A* 115 (771), 268–280.
2. Havelock, T.H. 1936 The forces on a circular cylinder submerged in a uniform stream. *Proc. R. Soc. Lond. A* 157 (892), 526–534.
3. von Kármán, T. 1929 The impact of seaplane floats during landing. *Tech. Rep. NACA Technical Note 321*, National Advisory Committee on Aeronautics.
4. Lamb, H. 1913 On some cases of wave-motion on deep water. *Ann. Mat. Pura Appl.* 21 (1), 237–250.
5. Semenov, Y.A., Savchenko, Y.N. & Savchenko, G.Y. 2021 Impulsive impact of a submerged body. *J. Fluid Mech.* 919, R4.
6. Wagner, H. 1932 Über Stoß und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten. *Z. Angew. Math. Mech.* 12, 192–215.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ ХВИЛЯСТОЇ ПОВЕРХНІ НА АЕРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОФІЛЮ КРИЛА

Сохацький А.В., Дреус А.Ю.
Дніпровський Національний університет імені Олеся Гончара
sokhatsky_anatoly@ukr.net, dreus.andrii@gmail.com

Бурхливий розвиток обчислювальної техніки в останні десятиліття відкриває нові можливості для розв'язання задач аеродинаміки та динаміки руху літальних апаратів в густих шарах атмосфери. Окрім цього необхідні розробки ефективних числових методів. Напад росії на Україну вимагає розробки нових технологій бойового захисту держави. Важливість використання надводних безпілотних систем яскраво демонструють бойові дії в акваторії Чорного моря, що мають місце в результаті війни, яку розв'язала росія проти України. Застосування силами оборони України швидкісних безкіпажних катерів дозволило нанести агресору низку чутливих поразок. В цьому контексті актуальною є задача зі створення швидкісних малорозмірних безпілотних надводних апаратів, що використовують ефект близько розміщеної водної поверхні.

Одним з таких можливих варіантів захисту країни від агресора є розробка малорозмірних надводних літальних апаратів (WIG- Wing in Grounds crafts). WIG-crafts є перспективними інноваційними транспортними засобами, що можуть також використовуватися як морські безпілотні системи [1,2]. Рух таких WIG апаратів поблизу хвилястої поверхні пов'язана з проблемою забезпечення аеродинамічної стійкості під час польоту, оскільки має місце суттєве коливання аеродинамічних характеристик. Аеродинаміка профілю крила поблизу хвилястої поверхні вивчена набагато менше за аналогічний рух над плоскою поверхнею. Основною проблемою при створенні технологій безпілотних WIG систем є відсутність обґрунтованої теорії польоту таких апаратів, на основі якої можна забезпечити безпечну автономну роботу на всіх крейсерських етапах польоту. Коректна постановка аеродинамічного експерименту в цьому випадку пов'язана з низкою технічних і фізичних непереборних труднощів [3].

На сьогодні в сфері математичного моделювання аеродинамічних процесів лідером вважаються підходи, що побудовані на базі осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса замкнені відповідною моделлю турбулентності. Проте величезні вимоги до ресурсів електронно-обчислювальних машин та надто великий час проведення експерименту з використанням осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса примушують дослідників, розробників науково містких технологій звертатися до більш простих моделей.

Одним з підходів до розрахунку аеродинамічних характеристик тіл є використання моделі ідеальної рідини. Незважаючи на те, що в рамках моделі ідеальної рідини не завжди можна коректно розрахувати силу лобового опору, проте він дозволяє проводити ефективне визначення підйомної сили та аеродинамічних моментів [3]. Серед методів на основі моделі ідеальної рідини слід виділити методи дискретних елементів, а саме метод дискретних вихорів (МДВ) [3,4]. Цей підхід має широке розповсюдження в обчислювальній аеродинаміці завдяки своїй універсальності та оптимальним вимогам до ресурсів ЕОМ, у тім числі і для моделювання динаміки руху WIG-апаратів [3].

Для дослідження впливу хвилястої водної поверхні на аеродинамічні характеристики WIG-апарату розглядається задача у з моделювання обтікання профілю крила поблизу хвилястої водної поверхні. Припускається, що кут атаки є таким, при якому реалізується обтікання профілю крила у безвідривному режимі. В такому випадку оптимальним підходом буде модель з розміщенням дискретних вихорових елементів по його поверхні. Для врахування впливу екранного ефекту на відстані $2h$ симетрично, по відношенню до площини умовного екрану, дзеркально розміщуємо відповідний профіль. Для забезпечення

умови непротікання площини симетрії вводиться фіктивний вихор з циркуляцією Γ^* рівної за величиною циркуляції основного вихоря і зворотну за напрямом, отже $\Gamma^* = -\Gamma$. При моделюванні обтікання крила кінцевого розмаху, його форма дискретна форма представляється низкою перерізів з розміщеними на них системою вихорових елементів.

Згідно методу дискретних вихорів, вплив тіла на незбурений потік рідини замінюється дією на нього системи дискретних вихорових елементів Γ_j , $j = 1, 2, \dots, N$, розміщених на тілі, та вільних вихорових елементів сліду γ_k , $k = 1, 2, \dots, K$. Циркуляції відповідних дискретних вихорових елементів цих систем рівні по величині та протилежні за знаком. Рух вільних дискретних вихорових елементів обох вихорових систем в часі проходить в напрямку паралельному водній поверхні. При такій схематизації за напрямом течії для вихорових систем автоматично в будь-який момент часу виконується умова непротікання на поверхні профілю та підстильної поверхні.

За результатами науково-дослідної роботи розроблено методику, алгоритм та комплекс програмного забезпечення, оснований на використанні методу дискретних вихорів, що дозволяє моделювати вплив хвилястої поверхні на аеродинамічні характеристики крила. Цей підхід значно спрощує обчислення порівняно з сітковими методами і потребує значно менших обчислювальних ресурсів. Для верифікації методики, алгоритму та комплексу програмного забезпечення проведено відповідний аеродинамічний експеримент. Шляхом порівняння результатів розрахунку обтікання профілю крила Clark YH-12, що знаходиться в необмеженому потоці, з відомими експериментальними даними методика продемонструвала прийнятну точність обчислень.

В результаті обчислювального експерименту досліджено вплив хвилястої поверхні на аеродинамічні характеристики профілю крила. Результати дослідження показують, що по мірі наближення до цієї поверхні залежності аеродинамічних коефіцієнтів від кута атаки набувають нелінійного характеру. Характер змін залежить від положення гребенів хвиль відносно профілю. Вплив хвиль також проявляється і в зменшенні коефіцієнтів підйомної сили і аеродинамічного моменту на певних кутах атаки у порівнянні з їх значеннями за відсутності впливу водної поверхні.

Роботу виконано в рамках проєкту №2022.01/170 «Обґрунтування аеродинамічних і проєктних параметрів високошвидкісного надводного літального апарату», що фінансується Національним фондом досліджень України.

Перелік посилань

1. Аеродинамічні аспекти проєктування безпілотних екранопланів. Дреус А.Ю Алексєєнко С.В. Сохацький А.В., Дронь М.М. та ін.: за ред.. А.Ю. Дреуса . Дніпро. 2024. 180 с.
2. Sokhatskyi, A., Dreus, A., Radovskyi, M., Horbonos, S. A review of the problem of modeling the aerodynamics of small-sized ekranoplanes. *Matec Web Conf.* 2024, 390, 04011. [URL:doi.org/10.1051/matecconf/202439004011](https://doi.org/10.1051/matecconf/202439004011)
3. Сохацький А. В. Теоретичні основи створення аеродинамічних компонувань перспективних швидкісних транспортних апаратів: дис. д-ра технічних наук: 05.07.01. Дніпро. 2010. 364 с.
4. Lifanov I. K. Singular Integral Equations and Discrete Vortices. Utrecht, the Netherlands; Tokyo, Japan : VSP, 1996. 475 p.

УТОЧНЕННЯ РОЗВ'ЯЗКІВ ЗАДАЧІ ПРО ВПЛИВ ІМПУЛЬСНОЇ СИЛИ НА РУХ СИСТЕМИ РЕЗЕРВУАР - РІДИНА З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ – ПЛАТФОРМА

Ткаченко Р.В.

Інститут механіки ім. С.П. Тимошенка НАН України, Київ, terri_v@ukr.net

Резервуари з рідиною, що знаходяться на рухомій платформі, широко використовуються у сучасній техніці. Тому актуально розглянути нелінійні задачі динаміки конструкцій з рідиною із вільною поверхнею в рухомих резервуарах. Хоча в багатьох роботах досліджувалися окремі елементи таких конструкцій. Але нелінійні задачі спільного руху резервуарів з рідиною на рухомій платформі ще недостатньо вивчено, та не досліджено фактори сумісності. Зупинимося на цих двох факторах: пружинному закріпленні та взаємодією з рухомою платформою. Цю задачу вирішуємо аналітично у нелінійній постановці, а реалізацію аналітичних алгоритмів – чисельно.

Із використанням методу, розробленого О.С.Лимарченком [1], на основі варіаційного принципу Гамільтона-Остроградського, побудовано математичну модель для такої системи.

Постановка задачі.

Розглянемо рух у горизонтальній площині абсолютно твердого циліндричного резервуара, частково заповненого ідеальною рідиною з вільною поверхнею, приєднаного пружиною до рухомої платформи. У початковий час система «платформа – резервуар з рідиною» перебуває у спокої.

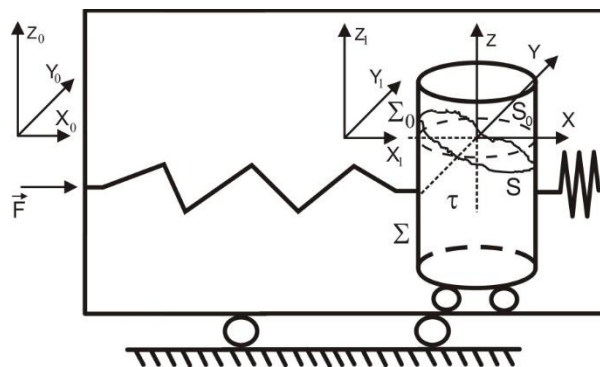


Рис. 1

Тут позначено: τ – область, що займає рідина в даний момент часу; S – збурена вільна поверхня рідини; S_0 – вільна поверхня рідини в незбуреному стані. Система координат O, x, y, z пов'язана з резервуаром, O_1, x_1, y_1, z_1 – з платформою, O_0, x_0, y_0, z_0 – умовно нерухома система координат. Точка O знаходиться в центрі незбуреної вільної поверхні рідини. В незбуреному стані точки O_0 і O співпадають. Позначимо $z = \xi(x, y, t)$ – невідоме рівняння вільної поверхні рідини у збуреному стані. До платформи прикладено прямокутний імпульс. Побудовано математичну модель руху для такої системи. При цьому ми отримано систему рівнянь, як в частинних, так і в звичайних похідних.

Досліджено горизонтальний рух системи при наступних значеннях жорсткостей пружини: $C=50$ кН/м, 100 кН/м, 200 кН/м, 500 кН/м, 2000 кН/м). Для порівняння розглядалось жорстке закріплення. До платформи прикладена сила у вигляді прямокутного імпульсу тривалістю 0.01 с, 0.02 с, 0.05 с, 0.1 с, 0.2 с, 0.5 с, 1 с. Для отримання всіх попередніх результатів основний крок інтегрування брався $h=0.01$ с. Для оцінки точності розв'язку проводились обчислення при $h=0.005$ с, $h=0.002$ с і $h=0.001$ с. Виявлено що найбільше видно різницю в обчисленнях при збільшенні точності у 10 разів. Але, при цьому, зміни дуже незначні. Отже крок $h=0.01$ с забезпечує прийнятну точність, і тому немає сенсу зменшувати

кроу інтегрування. Покажемо це на прикладі коливання вільної поверхні рідини та першої осесиметричної форми при $C = 100$ кН/м, тривалості імпульсу 0.05 с для кроків інтегрування при $h=0.01$ с та $h=0.001$ с.

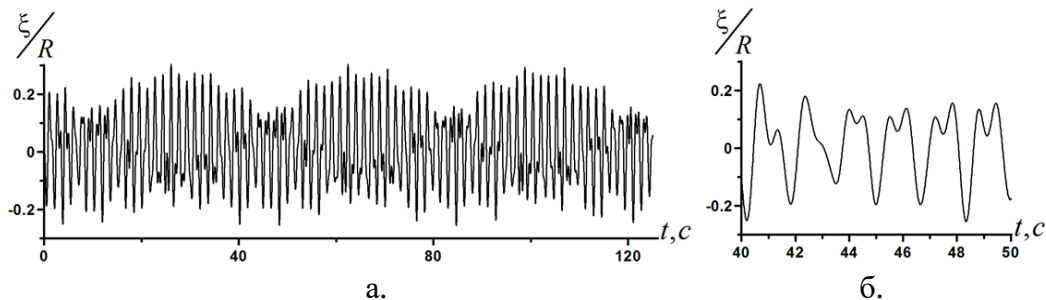


Рис 2. Коливання вільної поверхні рідини при $C = 100$ кН/м, тривалість імпульсу 0.05 с, $h=0.01$ с (а. інтервал $0-125$ с., б. $40-50$ с.)

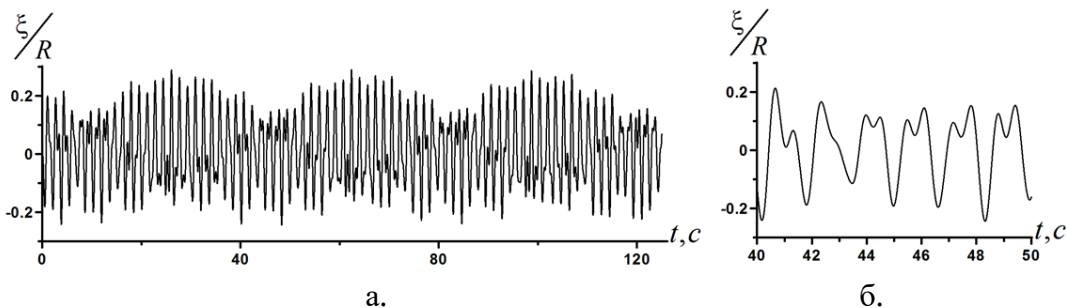


Рис 3. Коливання вільної поверхні рідини при $C = 100$ кН/м, тривалість імпульсу 0.05 с, $h=0.001$ с (а. інтервал $0-125$ с., б. $40-50$ с.)

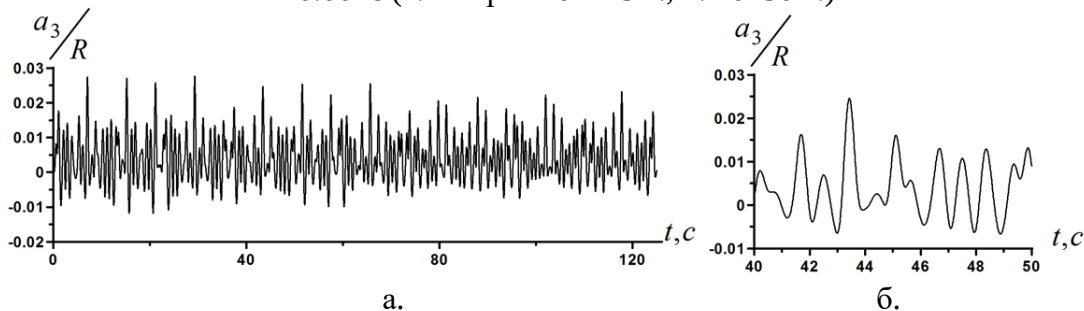


Рис. 4. Збурення першої осесиметричної форми при $C=100$ к Н/м тривалістю імпульсу 0.05 с, $h=0.01$ с (а. інтервал $0-125$ с., б. $40-50$ с.)

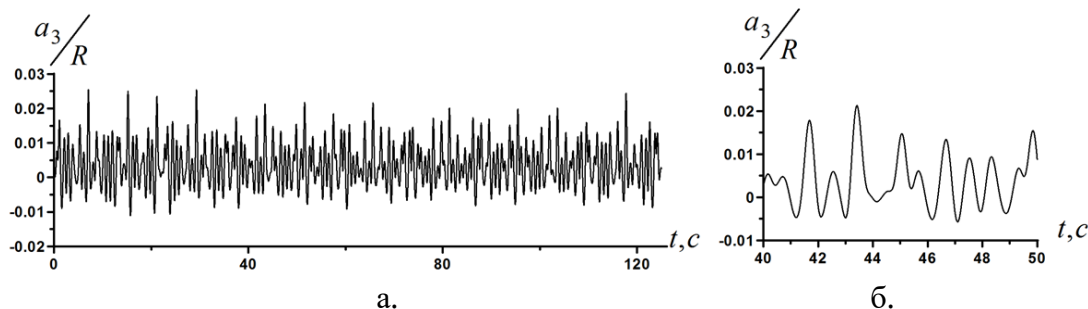


Рис. 5. Збурення першої осесиметричної форми при $C=100$ к Н/м тривалістю імпульсу 0.05 с, $h=0.001$ с (а. інтервал $0-125$ с., б. $40-50$ с.)

Перелік посилань

1.Лимарченко О.С., Матараццо Дж., Ясинский В.В Динамика вращающихся конструкций с жидкостью, К., ГОЗІС, 2002. – 304 с.

ТЕОРЕМИ РЕЛЕЯ ПРО НЕСТІЙКІСТЬ ДЛЯ В'ЯЗКОЇ РІДИНИ ТА ТРИВИМІРНА НЕСТІЙКІСТЬ РЕЛЕЯ

Федорцев К.О.

Інститут технічної теплофізики НАН України, м. Київ, kirillfedortsev2000@gmail.com

Дві класичні теореми Релея про нестійкість течії ідеальної (нев'язкої) рідини поширено на випадок в'язкої рідини, зокрема на течії за наявності вільної конвекції. На основі лінеаризованих рівнянь Нав'є-Стокса та Фур'є-Кірхгофа показано, що профіль швидкості, який має точку перегину, залишається нестійким, а фазова швидкість нейтральних збурювальних хвиль обмежена максимальною швидкістю основної течії - повністю за аналогією з класичними результатами Релея для невід'язкої рідини.

Для вибору форми збурювальних функцій, що використовуються в аналізі гідродинамічної та теплової нестійкості, застосовано підхід на основі теорії груп Лі (симетрійний аналіз), що базується на симетриях зсуву незалежних змінних. Показано, що різні форми збурювальних функцій, отримані на основі цих симетрій, приводять до різних, але узгоджених між собою критеріїв стійкості для одного й того ж типу нестійкості.

Розглянуто плоску течію з поздовжньою швидкістю $U_0(y)$, що залежить лише від поперечної координати. Лінеаризація системи рівнянь Нав'є-Стокса-Фур'є-Кірхгофа та підстановка збурень у вигляді хвильових функцій дозволили отримати умову зміни режиму течії. За відсутності вільної конвекції ($Gr = 0$) ця умова розпадається на дві незалежні умови, перша з яких відповідає другій теоремі Релея (фазова швидкість нейтральних хвиль дорівнює максимальній швидкості основної течії), а друга — першій теоремі Релея (зміна режиму течії можлива за умови зникнення другої похідної профілю швидкості в точці перегину). За наявності вільної конвекції ($Gr \neq 0$) обидві умови об'єднуються в єдиний критерій, що визначається знаками похідних профілів швидкості й температури та числом Грасгофа.

Отримані результати підтверджують, що обидві теореми Релея залишаються справедливими для в'язкої рідини за наявності вільної конвекції, а запропонований груповий (Лі) підхід до вибору збурювальних функцій є гнучким і послідовним інструментом аналізу гідродинамічної та теплової стійкості.

Розроблений підхід також застосовано до задачі про тривимірну нестійкість вільної конвекції в необмеженому шарі рідини між двома горизонтальними поверхнями, розділеними відстанню L , за наявності сталого вертикального градієнта температури. Розв'язання відповідної дисперсійної рівняння показало, що конвективна нестійкість виникає лише за від'ємного градієнта температури, що перевищує критичне значення. Для цього градієнта отримано критичне значення числа Релея. Мінімізація цього виразу за хвильовим числом та врахування того, що на висоті шару вкладається половина довжини хвилі вертикальних збурень, дає для основної (першої) моди критичне значення $Ra \approx 657,5$.

Це значення повністю збігається з результатами, отриманими незалежно класичним методом власних значень Релея та методом Лоренца з амплітудою, що залежить від часу. Таким чином, попри принципово різний вибір форми збурювальних функцій (концентрація аргументів у хвильовій функції, у амплітуді як функції координати, або у амплітуді як функції часу), усі три підходи приводять до одного й того самого критерію стійкості, при цьому запропонований у роботі підхід виявляється найпростішим у реалізації.

Отримані результати підтверджують справедливість теорем Релея для в'язкої рідини та демонструють ефективність групо-теоретичного підходу до вибору збурювальних функцій у задачах гідродинамічної та теплової стійкості, зокрема для тривимірної нестійкості Релея-Бенара.

АСПЕКТИ СТВОРЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДУ ДЛЯ ВІДТВОРЕННЯ ТЕРМІЧНОЇ СТРАТИФІКАЦІЇ В КОРОТКИХ ТРУБАХ

Філонов В. В.^{1,2}, Богдан А.В.¹, Філонова Ю.С.¹, Коваленко О.В.^{1,2}, Федоров Д.О.^{1,2}

¹ТОВ «ІППІ-Центр», Київ, Україна

²Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна

Термічна стратифікація є одним із феноменів, який спостерігається в трубопроводах енергетичного обладнання, зокрема атомних електростанцій [1], що може слугувати чинником суттєвими навантаженнями. В цілому спостерігається стратифікація двох типів: в однофазному середовищі, та умовно за рахунок різних густин (двофазна система). Особливо для трубопроводів, в яких спостерігається температурна стратифікація через наявність двох фаз, характерними є вібрації (наприклад дренажні трубопроводи турбінних установок). В цих випадках накладаються додаткові навантаження. Очевидно, що все це негативно впливає на ресурс експлуатації таких елементів і в загальному випадку потребує контролю та моніторингу [2].

На сьогоднішній день такі системи існують і вже експлуатуються на майданчиках, проте вони зазвичай направлені на моніторинг температурного стану зовнішньої поверхні обраних перерізів трубопроводів за умови збереження симетричності температурного поля відносно вертикалі. Математичні моделі, що закладені в такі системи базуються на зворотних задачах по теплообміну при наперед заданому співвідношенню по тепловіддачі. Вітчизняні системи моніторингу нового покоління, що розроблюються сьогодні мають на меті реалізацію наступних особливостей:

- Одночасне вимірювання температури та деформації на зовнішній поверхні трубопроводу.
- Температура вимірюються по всьому зовнішньому периметру (не закладається, що температурне поле симетричне).
- Одночасна фіксація віброприскорень в трьох напрямках.
- Підтримка мультисекційності вимірювань (декілька поперечних перерізів, базових – 3).
- Спеціальне програмне, яке базується на швидкодіючих алгоритмах (3D) на основі концепції «ефективних перерізів» з можливістю прямого розрахунку та спеціальною фіксацією вимірювань при розрахунках полів. Очікується, що ПО дозволить наблизитися до концепції RealTime моніторингу (гарантовано Online).

Безпосередньо дня розробки та наладки основних компонентів системи моніторингу необхідно створення спеціалізованого експериментального стенду, який в широких межах дозволяв би імітувати температурну стратифікацію заданих параметрів. Проблема полягає в тому, що природнім чином стратифікація реалізується лише в протяжних каналах. В залежності від діаметра довжина може сягати 10 метрів. Для імітації реальних умов утворення температурної нерівномірності необхідно імітувати протічки арматури, тобто фактично створювати циркуляційних стенд під тиском. З точки зору повноти вивчення різнопланових фізичних явищ (в тому числі запарювання верхньої частини каналу) такий стенд має суттєву кількість переваг, проте ефективно працюватиме лише для досить довгих тестових ділянок з діаметром не менше 250-300 мм.

Капіталовкладення в таких стенд несумірні з точки зору користі від одного конкретного проекту. Доцільним виявилось розробка спеціальної тестової секції, в якій температурна стратифікація утворюється штучно, за рахунок нерівномірних умов нагрівання (або ГУ в загальному). Важливою умовою є робота тестової секції при атмосферному тиску (можливий невеликий надлишок). Параметри, що необхідно імітувати

– вертикальний градієнту 150-160 К (практично на об'єктах енергетики -65К, хоча зустрічаються короточасні аномалії в 120К) при мінімальному діаметрі.

Низький тиск та досить високі температури суттєво звужують номенклатуру можливих робочих тіл. Розглядалися дві базові концепції – неістотермічні потоки (Рис.1а) та об'ємні контролюванні нагрівання(Рис. 1б).

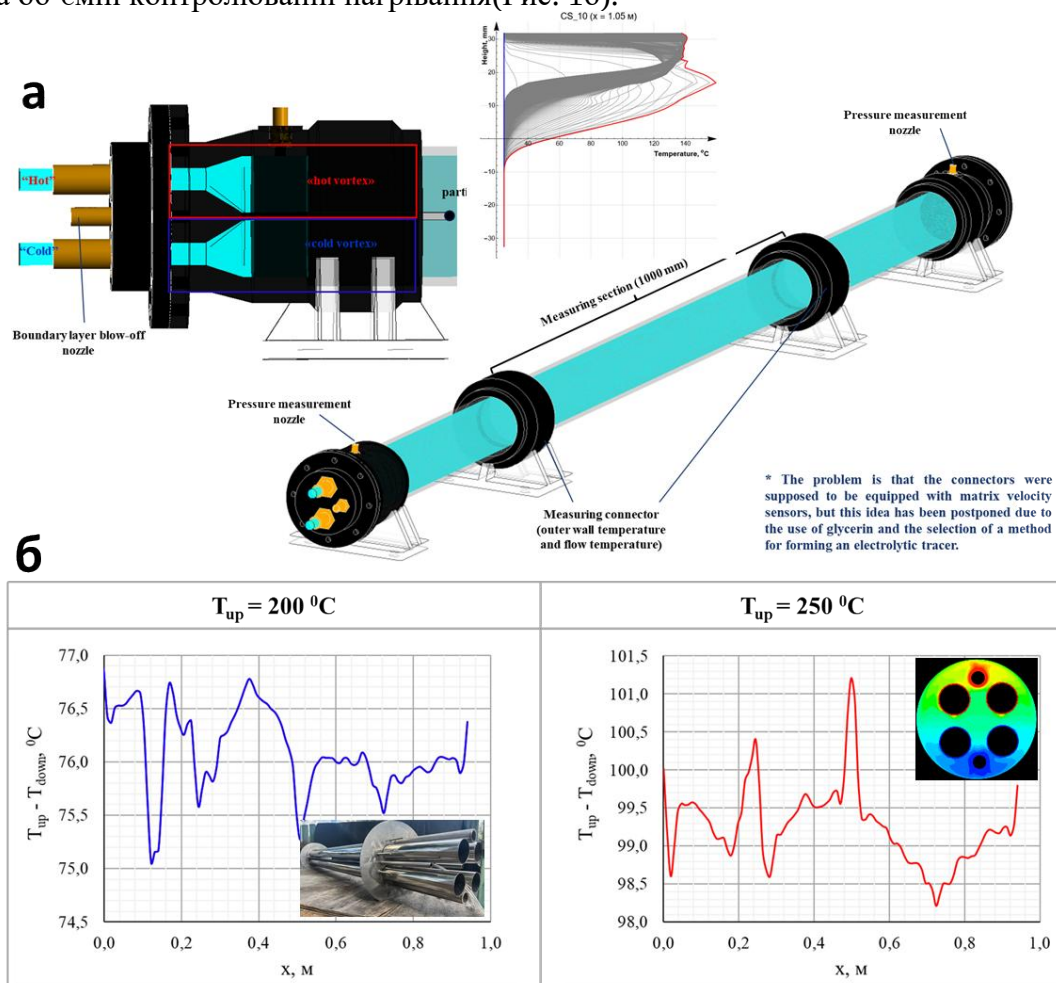


Рисунок 1. Основні концепції тестової секції (а – неістотермічні потоки, об'ємне нагрівання)

Обидва варіанти дозволяють отримати стійку стратифікаційну картину на відносно не великих діаметрах (65-75 мм), проте перший варіант має ефективну довжину близько 1 метра. Варіант з нерівномірним обігрівом дозволяє отримати практично рівномірний перепад температури до 3 ефективних метрів. До того ж другий варіант є значно дешевшим з точки зору виготовлення та наладки.

Перелік посилань

1. V.P. Povarov, O.V. Urazov, M.B. Bakirov et al. Design and experimental assessment of thermal stratification effects on operational loading of surge line of Unit 5, Novovoronezh NPP, Nuclear Energy and Technology, Volume 3, Issue 2, 2017, Pages 92-97, <https://doi.org/10.1016/j.nucet.2017.05.001>.
2. Kim, SN., Hwang, SH. & Yoon, KH. Experiments on the thermal stratification in the branch of NPP. J Mech Sci Technol 19, 1206–1215 (2005). <https://doi.org/10.1007/BF02984042>.

LIUTEX – A MILESTONE IN FLUID DYNAMICS

Chaoqun Liu

University of Texas at Arlington, Texas, USA

cliu@uta.edu

Fluid dynamics is a classical science with long history. In fluid dynamics, distance, velocity, temperature, and pressure have been well defined for long time, which is a foundation for Navier-Stokes equation. However, flow rotation around an axis or vortex had not been defined for long time. Helmholtz (1858) [1] gave a definition of vortex by a vortex filament which is really an infinitesimal vorticity tube. His definition and theory have been adopted by almost all textbooks and countless literatures for almost two hundred years. Therefore, vortex was defined by vorticity tube, and vortex strength was measured by vorticity. We call Helmholtz's definition as the first generation or G1. As computer technology advances, the direct numerical simulation (DNS) and large eddy simulation (LES) have been widely applied in computational fluid dynamics. People quickly found that the direction of real vortices does not coincide with vorticity and the vorticity at the place with strong vortex could be rather weak (Robinson, 1989)[2]. Vorticity is a mixture of fluid rotation and fluid shear, and vorticity cannot distinguish rotation from shear. In 80th and 90th decades of last century, quite a few vortex identification criteria had been developed. Among them, Q-(Hunt et al 1988) [3], Delta (Chong et al 1990) [4], Lambda2 (Jeng et al 1995) [5], LambdaCi (Zhou et al 1999) [6] are more popular. We call these criteria the second generation or G2. However, all these criteria are scalar, but vortex is a vector. To show the vortex structure, an iso-surface must be used. However, the iso-surface shape is strongly dependent on the selection of threshold, which is arbitrary and empirical. In addition, all G2 methods are contaminated by shear in different scales.

A vortex is intuitively recognized as a rotational/swirling motion of fluids. It is ubiquitous in nature and viewed as the building blocks, muscles, and sinews of turbulent flows [7]. Apparently, a rigorous definition of vortex was important and urgent to give for vortex science, turbulence research, and fluid dynamics. Liu et al (2018 and 2019) [8-11] gave Liutex which is a rigorous and mathematical definition for vortex definition and identification. Liutex direction is the local rotation axis and Liutex magnitude is twice the local rotation angular speed. Liutex is called third generation of vortex definition and identification or G3. Liutex is a milestone in the history of fluid dynamics. Liutex opens a new era to start quantified research in vortex science and turbulence. Liutex theory is groundbreaking and revolutionary. Thousands of users have reported their success in getting progress of research or new physics by using Liutex. Following are the major Liutex theory and methods. The core of the Liutex theory is to extract the rigid rotation part from velocity gradient tensor and from vorticity.

Liutex – a mathematical definition for local fluid rotation

- 1) **Definition 1:** A local fluid rotation axis is defined as a vector that can only have stretching (compression) along its length (the rotation axis cannot rotate itself).
- 2) **Definition 2:** The vector magnitude must be linear to the fluid angular rotation speed.
- 3) **Liutex definition** [8-11]:

$\vec{L} = L\vec{l}$ where $\vec{l}$ is the eigenvector of $(\nabla\vec{v})^T$ and L is defined as

$$L = \langle \vec{\omega}, \vec{l} \rangle - \sqrt{\langle \vec{\omega}, \vec{l} \rangle^2 - 4\lambda_{ci}^2}, \text{ and } \vec{\omega} \cdot \vec{l} > 0 \quad (1)$$

where $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$ is vorticity

- 4) **Liutex Theorem 1.** Liutex is the unique and rigorous mathematical definition of local fluid rotation.

Proof: $d\vec{v} = \nabla\vec{v} \cdot \vec{l} = \alpha\vec{l}$ where $\vec{l}$ is the local rotation axis according to Def. 1. $\vec{l}$ is also the Liutex direction which is defined as a real eigenvector of velocity gradient tensor matrix $(\nabla\vec{v})^T$.

5) Triple decomposition of velocity gradient tensor (Liutex's first decomposition law)

Liutex Theorem 2. Liutex triple decomposition of velocity gradient tensor: In a principal coordinate system,

$$\nabla \vec{V}_M = \begin{bmatrix} \lambda_{cr} & \frac{L}{2} + \epsilon & \xi \\ -\frac{L}{2} & \lambda_{cr} & \eta \\ 0 & 0 & \lambda_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & L/2 & 0 \\ -L/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \lambda_{cr} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{cr} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \epsilon & \xi \\ 0 & 0 & \eta \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = L + SC + S \quad (2)$$

where L is Liutex, SC is stretching, and S is shear.

6) Liutex based vorticity decomposition (Second Liutex decomposition law)

Liutex Theorem 3. Vorticity can be decomposed to rigid rotation and anti-symmetric pure shear, i.e. $\nabla \times \vec{v} = \vec{L} + \vec{S}$ where $\vec{L}$ is Liutex and $\vec{S}$ is pure anti-symmetric shear.

7) Liutex similarity in transitional and turbulent flow

Liutex Theorem 4. Liutex power spectrum in the dissipation subzone of a turbulent boundary layer follows the -5/3 law. It means that the under-resolved scales are proportional to Liutex.

Liutex similarity paves a foundation for LES subgrid scale (SGS) model development. Liutex theory also opens a new door for flow control that to reduce drag you must reduce Liutex.

References

1. H. Helmholtz, Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen. Journal für die reine und angewandte Mathematik 55, 25–55 (1858)
2. S. Robinson, S. Kline and P. Spalart, "A review of quasi-coherent structures in a numerically simulated turbulent boundary layer," Tech. rep., NASA TM-102191(1989).
3. J. Hunt, A. Wray and P. Moin, "Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows," Center for Turbulence Research Proceedings of the Summer Program, 193, (1988).
4. M. Chong, A. Perry and B. Cantwell, "A general classification of three-dimensional flow fields," Phys. Fluids A 2, 765-777 (1990).
5. J. Jeong and F. Hussain, "On the identification of a vortices," J. Fluid Mech. 285, 69-94 (1995).
6. J. Zhou, R. Adrian, S. Balachandar and T. Kendall, "Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow," J. Fluid Mech. 387, 353-396 (1999).
7. D. Küchemann, Report on the IUTAM symposium on concentrated vortex motions in fluids, J. Fluid Mech., 21 (1965), 1-20.
8. C. Liu, Y. Gao, S. Tian, and X. Dong, Rortex—A new vortex vector definition and vorticity tensor and vector decompositions, Physics of Fluids 30, 035103 (2018); doi: 10.1063/1.5023001
9. Y. Gao and C. Liu, Rortex and comparison with eigenvalue-based vortex identification criteria, Physics of Fluids, Volume 30, 085107 (2018), <https://doi.org/10.1063/1.5040112>
10. C. Liu, Y. Gao, X. Dong, J. Liu, Y. Zhang, X. Cai, N. Gui (2019) Third generation of vortex identification methods: Omega and Liutex/Rortex based systems, Journal of Hydrodynamics, 31(2): 1-19 (2019) <https://doi.org/10.1007/s42241-019-0022-4>
11. Wang, Y. Gao, J. Liu, C. Liu, (2019) Explicit formula for the Liutex vector and physical meaning of vorticity based on the Liutex-Shear decomposition, J Hydrodynamics. <https://doi.org/10.1007/s42241-019-0032-2>

FLOW STRUCTURE IN A VENTILATED CAVITY

Dimitrieva N. F., Bistrova M. O., Sidko M. I., Bilous D. A.

Institute of Hydromechanics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine, Dimitrieva@nas.gov.ua

This study is devoted to the study of complex flows inside the cavity and the influence of injection parameters on the restructuring of the vortex structure. At a low flow velocity, the evaporation effect can be neglected.

A two-phase immiscible medium water-air is studied. Volume of Fluid method is used to solve the two-phase flow problem. The two immiscible media are considered one effective fluid all over the domain. Mathematical modelling of the problem is based on the equation set of incompressible fluid mechanics which includes equations of continuity, Navier-Stokes, diffusion of phase volume fraction:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad \frac{\partial(u_i)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + f_{\sigma i},$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_j \frac{\partial \alpha}{\partial x_j} = 0, \quad \rho = \alpha \rho_w + (1 - \alpha) \rho_a, \quad f_{\sigma i} = \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i},$$

where u_i is velocity component, ρ is density, ρ_w is water density, ρ_a is air density, p is the pressure, ν is the kinematic viscosity coefficient, t is time, $f_{\sigma i}$ is surface tension, σ is the surface tension constant, κ is the interfacial curvature. The phase fraction $\alpha = 1$ is water, $\alpha = 0$ is air.

The computations are performed using the OpenFoam software. The interFoam model is used for two incompressible isothermal media without phase transition. The mesh is constructed by the stepwise cell refinement method using the snappyHexMesh utility. The calculation results were presented in the open software ParaView.

Numerical experiments showed that a stable air cavity is formed in the wake of the body (Fig.1). Good qualitative agreement with experimental data was obtained [1]. The developed cavity of high elongation can be conditionally divided into three zones [2, 3].

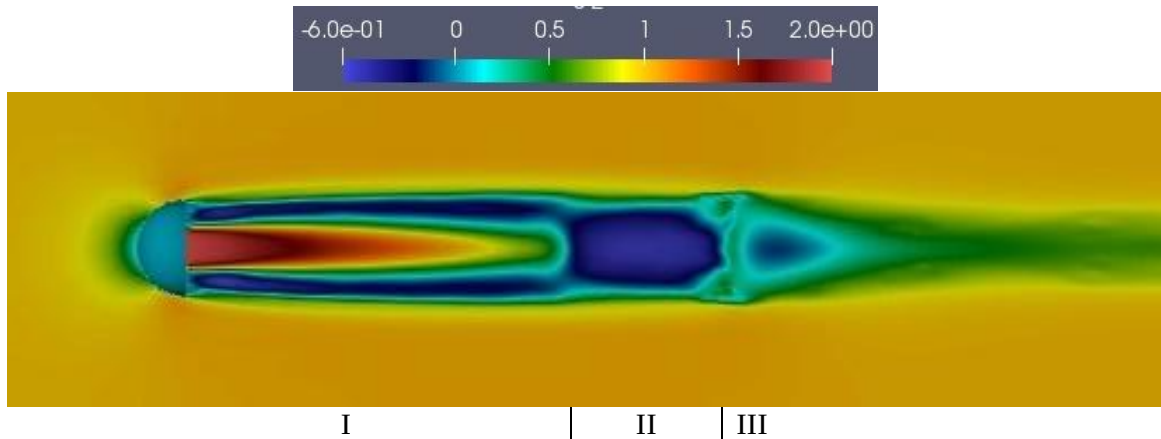


Fig. 1. Longitudinal component of velocity in the central section, $U_w = 1$ m/s, $U_a = 2$ m/s

The first zone is characterized by a constant pressure and is quite accurately determined by the boundary of the molecular layer of the air-water interface. The second zone is characterized by the thickness of the layer, which is filled with small drops of water due to viscous diffusion, as well as blowing air into the cavity to maintain a constant pressure. The third zone is characterized by a two-phase mixing layer, which forms the wake of the cavity. The calculation results are in qualitative agreement with the theoretical ones in [4].

The dimensions of the cavity parts depend on the velocity of the main fluid flow and the flow rate of the injected gas [5].

Of interest is the process of formation of a gaseous cavity. At first, the air fills the entire back wall due to the non-slip condition. Thus, the gas flow gains a radial component, losing longitudinal velocity (Fig.2, a). When the air bubble reaches the diameter of the housing, it becomes cylindrical (Fig.2, b). Bubbles begin to break off and be carried further into the fluid flow (Fig.2, c, d).

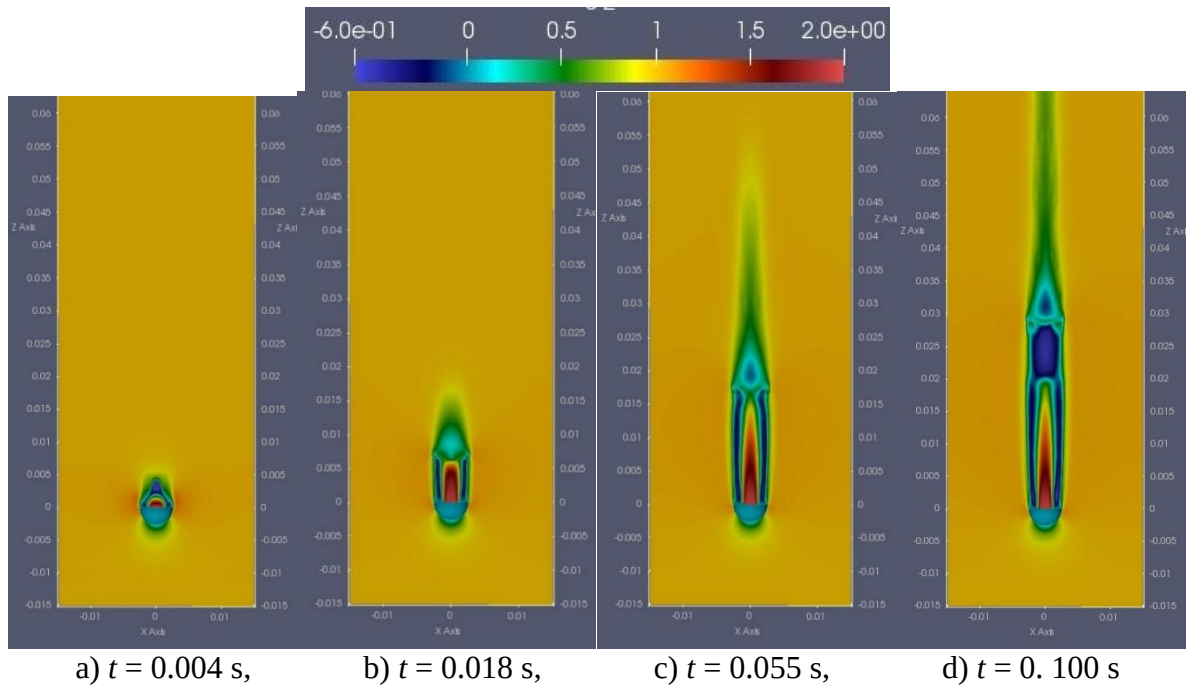


Fig. 2. Evolution of the longitudinal component of velocity, $U_w = 1$ m/s, $U_a = 2$ m/s

References

1. Voropaiev, G. O., Korobov, V. I., Dimitrieva, N. F. (2021) Modeling of a ventilated cavity behind a streamlined body. Journal of Numerical and Applied Mathematics, 1 (135), 73-79.
2. Dimitrieva, N. F. (2024) Vortex Structure in Ventilated Cavity. Materials of IX Intern. Conf. "Computer Hydromechanics". October 1-2, 2024. Kyiv : IHM of NAS of Ukraine, 89-90.
3. Dimitrieva, N. F. (2026) Complex flows in a ventilated cavity. XXVII Fluid Mechanics Conference: Book of Abstract. June 23-26, 2026 – Lodz: Lodz University of Technology, Poland. Ed. K. Sobczak, E. Kłys, A. Słota. 71-72.
4. Voropaiev, G. O. (2013) Viscous entrainment of gas in a ventilated cavity of the prescribed shape. Applied Hydromechanics, 15 (1), 10-23.
5. Dimitrieva N. F. (2025) Vortices Inside a Ventilated Cavity. In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics, ed. D.Simurda and T.Bodnar, Prague, 45-50.

HIGH RESOLUTION MONITORING AND MODELING THE OCEAN SURFACE

P. Fraunié

Mediterranean Institute of Oceanography, Université de Toulon, Aix-Marseille université,
IRD, Toulon, France, fraunie@univ-tln.fr

Due to the high resolution of coupled ocean-atmosphere models downscaling up to hundreds meters, a renew of interest is dedicated to mixing processes and coherent structures at the sea surface.

From high resolution in situ observations using gliders, floating platforms, High Frequency radars and oceanographic vessels cruises, basic processes occurring at the sea upper layer including surface and internal waves are investigated. Starting from the Orr Sommerfeld equation as applied to the inflectional instability and depending on initial and boundary conditions, Kelvin Helmholtz, Holmboe, Ekman and Langmuir secondary flows are especially analysed. In the end, recent investigations are discussed concerning the winter marine deep convection related to Rayleigh Bénard cells and millimetric surface waves as observed in laboratory at the air-sea interface and on the wall of crowns produced by drops impacting the free surface.

References

1. Langlais C., Barnier B., Molines J-M, Fraunié P., Jacob D. and Kotlarski S. (2009). Evaluation of a dynamically downscaled atmospheric reanalysis in the prospect of forcing long term simulations of the ocean circulation in the Gulf of Lions. *Ocean Modelling* 30, 270-286.
2. Schaeffer A., Garreau P., Molcard A., Fraunié P., Seity 2011. Y. Influence of high resolution wind forcing on the gulf of Lions hydrodynamic modelling, *Ocean Dynamics* vol61, 11, pp1823-1844. DOI: 10.1007/s10236-011-0442-3.
3. Sentchev A., Forget P., Fraunié P. (2017). Surface current dynamics under sea breeze conditions observed by simultaneous HF radar, ADCP and drifter measurements. *Ocean Dynamics*, 67, 3-4.
4. Bodnar T. and Fraunié P. (2024), Computational assessment of mass-diffusive compressible fluids flows models, *J. Phys. Conf. Ser.*
5. Aldebert C., Koenig G., Baklouti M., Fraunié P. and Devenon J.L. (2021). A fast and generic method to identify parameters in complex and embedded geophysical models: the example of turbulent closure in the ocean, *Geophys. Res. Letters*, doi.org/10.1029/2020MS002245
6. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Yu. (2018) Banded Structures in the Distribution Pattern of a Drop over the Surface of the Host Liquid // *Doklady Physics*. Vol. 63. No. 7. P. 282–287.
7. Vonta L., Bourras, D., Benjeddou, S.; Luneau, C.; Touboul, J.; Fraunié, P.; Sentchev, A.; Villefer, A. (2025) Imbalance Term in the TKE Budget over Waves. *Atmosphere* 2025, 16, 412. <https://doi.org/10.3390/atmos16040412>.

COMPUTATIONAL TECHNOLOGIES BASED ON THE VORTON VORTEX FRAME METHOD

Glushchak V. V.

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Ukraine, glushchak93@gmail.com

A computational technology for computer simulation based on the vortex frame method is presented. This version of the computational technology is applied to the test simulation of flow around an infinitely thin circular disk of diameter D , oriented orthogonally to the direction of a uniform flow U_∞ of an ideal incompressible fluid (Fig. 1).

The disk model consists of a system of interconnected closed vortex frames. The disk surface is divided by a system of concentric circles and radial rays into cells, each corresponding to one closed vortex frame with one unknown circulation, discretized into a system of vortex segments. A common edge of two adjacent frames carries the difference between their circulations. Therefore, for an azimuthally uniform solution, the system of frames reproduces the configuration of interconnected vortex rings while retaining the azimuthal degrees of freedom that are absent in the ring configuration.

The no-penetration condition on the disk is satisfied at a system of collocation points located on the disk between the vortex segments forming the closed vortex frames. The Kutta–Chaplygin–Zhukovsky condition is imposed at the disk edge.

A circulation-carrying wake is formed downstream of the disk. According to the proposed algorithm, the free edges of the boundary frames split into a system of symmetric vortons of two layers: azimuthal vortons (arcs along the disk edge) and radial vortons (rays), whose motion models the vortex flow. Radial vortons distributed around the circumference have zero total circulation and therefore do not change the overall circulation of the wake. Their role is different: the ring averages the circulation along the edge [3], whereas they preserve its variation at different points, allowing the wake to be non-axisymmetric. The validity of this replacement follows from the method of singular integral equations [1]: the vortons produce the same field in the integral sense and move [3] in the same manner as the original frames.

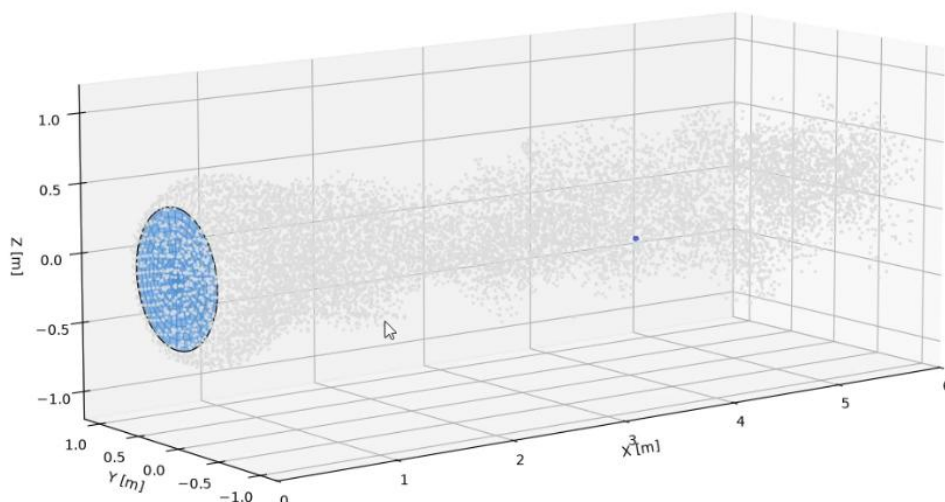


Fig. 1

A comparative analysis of the test simulation results with experimental data and with simulation results obtained by other authors using different methods showed satisfactory agreement.

References

1. Dovhyi S. O., Lifanov I. K., Chernii D. I. The Method of Singular Integral Equations and Computational Technologies. Kyiv: Yuston, 2016. 380 p.
2. Dovhyi S. O., Liashko S. I., Chernii D. I. Algorithms of the Discrete Singularities Method for Computational Technologies. Cybernetics and Systems Analysis, 2017, No. 6, pp. 147–159.
3. Glushchak V. V. Modeling of Vortex Rings Using the Vorton Method. Scientific Development in a Changing World: Proceedings of the II International Scientific and Practical Conference. Lviv, 2026, pp. 276–278.

CAN TRIPLY PERIODIC MINIMAL SURFACE INSERTS REDUCE TURBULENCE-INDUCED EFFECTS IN HIGH-REYNOLDS-NUMBER INTERNAL FLOWS?

Q.L. Hopman¹, Kamiel Politiek¹, Nicholas Waterson², Pablo Druetta¹,
Anastasiia Krushynska¹

¹ Engineering and Technology Institute Groningen, University of Groningen, Groningen, The Netherlands

² ASML B.V., De Run 6501, 5504 DR Veldhoven, The Netherlands

Turbulence in high-Reynolds-number internal flows generates broadband pressure fluctuations that induce structural vibrations, acoustic noise, and even structural fatigue. To mitigate these effects, triply periodic minimal surfaces (TPMS) and other porous inserts are considered promising for efficient turbulence reduction in internal flows. This relies heavily on numerical predictions of reduced turbulent kinetic energy and lacks rigorous experimental validation in high Reynolds number regimes. This study challenges this assumption by quantifying the efficiency of porous inserts in a well-controlled turbulence regime driven by geometric inhomogeneities in pipes. Specifically, we study high-Reynolds ($Re = 15,000$) turbulent flows in pipes with a sudden expansion and a 90° miter bend through 3D-printed resin TPMS inserts.

We evaluate various porosities, insert lengths, and unit cell sizes by measuring pressure fluctuations in the local and up- and downstream regimes. Our findings demonstrate that, compared to a honeycomb insert, the tested TPMS inserts offer no advantage in pressure-fluctuation attenuation and increase pressure levels upstream of the insert. Furthermore, while the relative performance of TPMS inserts improves with larger pore sizes, this effectively minimizes flow interactions and renders the structural contribution of the TPMS matrix negligible. Therefore, for the considered sheet-based geometries and flow regime up to ($Re = 15,000$) shown here, the TPMS inserts cannot be recommended for passive acoustic and hydrodynamic mitigation in internal high-Reynolds-number flows, disproving the initial assumptions regarding their reduction in wall pressure fluctuations in these particular configurations.

FLOW STRUCTURE IN AN AIRLIFT PUMP

Koval S. O.^{1,2}, Dimitrieva N. F.², Krivonog O. I.², Fadeichev V. V.², Romanenko P. Y.²
 National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute",
 Kyiv, Ukraine, koval.sergiy-ipt@lil.kpi.ua

²Institute of Hydromechanics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine, Dimitrieva@nas.gov.ua

In addition to traditional types of pumps, there are many other non-traditional ones, such as an airlift pump. The airlift pump is a device designed to lift a liquid or a mixture of liquid and solid particles from a certain depth to a certain height using a gas mixed with it. They can be used to lift various types of liquids, by utilizing the lifting force that results from the injection of a gas, such as air, that has a lower density than the primary liquid.

Although these pumps have a lower efficiency than other conventional pump types, but they are applicable for many other reasons, such as ease of installation and maintenance, the ability to avoid clogging. For these reasons, these pumps are used for: pumping corrosive liquids in chemical plants, removing sludge in wastewater treatment plants, lifting small minerals from the depths, and pumping viscous liquids such as hydrocarbons in the oil industry.

The primary objective of this study is to investigate the geometric and operational parameters for airlift pump efficiency using mathematical modelling and experimental data.

The airlift pump modeling was limited by the two-phase water-air formulation and the lack of return of the discharged water to the system. The geometric dimensions and input parameters of the simulation are in full agreement with the experimental data [1]. The experimental research was carried out in the filtration laboratory of the IHM, NAS of Ukraine.

The Volume of Fluid method is used, which is a modern approach to describing of multiphase flows. It is based on solving the Navier-Stokes equations taking into account the phase fraction of each fluid in a certain control volume. The set of equations is as follows

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\alpha \vec{U}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{U}_c \alpha (1 - \alpha)) = 0, \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{U})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{U} + \vec{\nabla} \vec{U}^T)] - \rho \vec{g} + \sigma \kappa (\vec{\nabla} \alpha), \quad (3)$$

where α is the phase fraction, $\vec{U}$ is the velocity vector, $\vec{U}_c$ is the additional velocity to clarify the interface between phases, p is the total pressure, $\vec{g}$ is gravity vector t is time, σ is the surface tension constant, $\kappa = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \alpha / |\vec{\nabla} \alpha|)$ is the curvature of the interface. Dynamic viscosity coefficient μ and density ρ are calculated as weighted averages based on the fraction distribution of the fluid. The set of equations (1-3) is supplemented by the Smagorinsky turbulence model, which uses large eddy simulation.

Numerical modelling of two-phase flow was performed using the opensource software OpenFOAM. The computational mesh was built in the open-source software SALOME using the Gmsh sub-utility. After the initial generation of the tetrahedral mesh, it was converted to a polyhedral mesh using the polyDualMesh utility. The number of elements is $\sim 8.8 \cdot 10^6$, which provides high resolution and allows for a clear description of the boundary between phases. The maximum cell volume $\Delta V_{\max} = 10^{-6} \text{ m}^3$.

The influence of physical parameters on the airlift efficiency was investigated. Fig. 1 shows the velocity streamlines on a vertical section through the centre of the pipe against the background of the liquid volume fraction.

The observed rise of air bubbles in the pipe is accompanied by a complex system of vortices, which leads to an increase in hydrodynamic drag. An efficiency of no more than 2.1% was achieved over the studied range of input parameters [2]. The calculation results are in good agreement with the experimental data within the error.

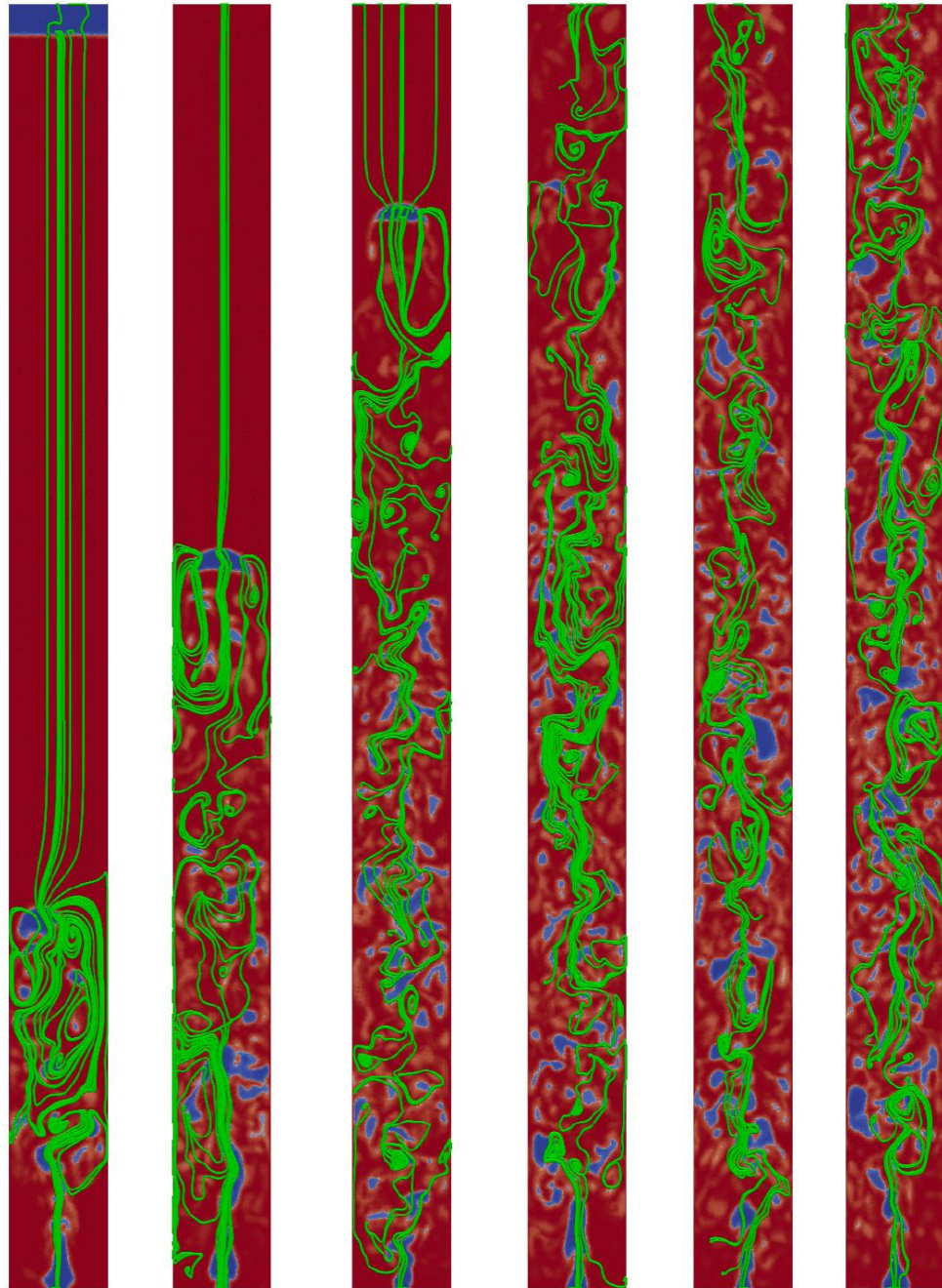


Fig.1. Visualization of complex flow in an airlift pump, $Q_a=0.4$ l/s: $t = 1; 2; 3; 4; 5; 6$ s

References

1. Koval S.O., Dimitrieva N.F., Krivonog O.I., Fadeichev V.V., Romanenko P.Y. (2024) Investigation of Transient Two-Phase Flows for Airlift Pumps. Materials of IX Intern. Conf. "Computer Hydromechanics". October 1-2, 2024. Kyiv : IHM of NAS of Ukraine, 102-103.
2. Dimitrieva N., Krivonog O., Fadeichev V., Romanenko P., Koval S. (2026) Numerical and Experimental Study of The Characteristics of Airlift Pumps. In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics, ed. D.Simurda and T.Bodnar, Prague, 41-47.

NUMERICAL SIMULATIONS OF TURBULENT FLOW IN A SIMPLE VENTRICULAR ASSIST DEVICE

Lancmanová A.^{1,2,3}, Bodnár T.^{1,2}, Linkeová I.¹

¹ Faculty of Mechanical Engineering, Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic

² Institute of Mathematics, Czech Academy of Sciences, Prague, Czech Republic

³ CFD support, s.r.o., Prague, Czech Republic

Introduction

Ventricular assist devices (VADs) provide mechanical circulatory support to patients with severe heart failure. Implantable rotary pumps must produce the required pressure rise and flow rate within a small volume and therefore operate at high rotational speeds. Their flow combines rotation, curvature, separation, narrow passages, strong near-wall gradients, and locally elevated stresses. Computational predictions may consequently depend on grid design and turbulence closure. This is important because pressure rise and efficiency determine hydraulic performance, while wall shear stress and turbulence quantities underpin predictions of hemolysis and thrombosis. Comparisons between published axial VAD studies are further complicated by proprietary or study-specific geometries. The present work establishes a reproducible computational reference case based on a simple, fully parametric axial VAD [1, 2] and quantifies the sensitivity of its predicted flow to grids and RANS models.

Test case and computational setup

The script-generated pump geometry is controlled by approximately 30 design parameters and comprises a stationary inlet straightener, rotating impeller, and stationary outlet diffuser. One configuration is fixed here to isolate numerical effects. Its shroud diameter is 16 mm. Blood is approximated as an incompressible Newtonian fluid with density 1050 kg m^{-3} and dynamic viscosity 0.0035 Pa s ; the operating point is 2.5 l min^{-1} at 8000 min^{-1} .

The incompressible Reynolds-averaged Navier–Stokes equations are solved in OpenFOAM. Rotation is represented by the multiple reference frame method, with the impeller in a rotating frame and the straightener and diffuser stationary. Seven two-equation RANS closures are compared: standard, realizable, and RNG $k-\varepsilon$; Lien cubic and Shih quadratic nonlinear $k-\varepsilon$; and standard and SST $k-\omega$. Ten predominantly hexahedral grids are used. Five grids without prism layers are obtained by globally refining the background mesh from a 24^3 to a 49^3 base subdivision in the impeller region. Five further grids are derived from the intermediate 36^3 mesh by adding three wall-normal prism layers with an expansion ratio of 1.1 and different first-layer thicknesses. This separates global refinement effects from near-wall resolution. A-priori first-cell estimates agree reasonably with a-posteriori wall distances, and all cases remain within the intended margin for $y^+ \leq 1$.

The assessment combines local fields and integral characteristics. Total pressure rise is measured between inlet and outlet. Hydraulic efficiency is $\Delta p_{\text{tot}} Q$ divided by the mechanical power obtained from impeller torque and angular velocity. Wall shear stress is evaluated from the tangential component of effective viscous traction. Velocity, pressure, turbulent kinetic energy, dissipation variables, and turbulent viscosity are compared on surfaces and on cuts through the three pump components.

Results

Velocity fields are broadly similar, but grid refinement and turbulence-model variation do not produce universally smooth or monotone convergence. Efficiency is generally higher on grids containing prism layers. Without layers it decreases on coarser meshes, and the grid-induced change can match differences between turbulence closures. With layers, efficiency is almost insensitive to first-cell thickness; model choice becomes dominant and produces a spread of about one percentage point on the same grid. Pressure rise has a more complex, non-monotone

dependence on y^+ . Results without layers are mostly grouped closely, while layered grids reveal stronger model dependence and temporal variability. The two $k-\omega$ closures and Lien cubic model show similar non-monotone trends; the standard, realizable, and RNG $k-\varepsilon$ closures form another group.

Maximum wall shear stress varies considerably because this pointwise measure may depend on a single local cell or surface location. Mean and median stresses over the complete device and impeller are more stable, although model differences remain comparable with grid effects. Elevated wall shear appears near impeller blade tips, straightener trailing edges, and diffuser leading edges. Irregular diffuser patterns reflect the secondary flow, warning against assessing mesh independence or hemocompatibility from one maximum value alone.

Detailed comparisons show that similar velocities do not imply equivalent turbulence fields. Flow through the blade passages is neither axisymmetric nor tangentially periodic. Prism layers influence axial and secondary velocities more strongly than changing between representative SST $k-\omega$ and Lien cubic $k-\varepsilon$ closures. Pressure rises mainly through the impeller, with further local peaks at diffuser leading edges. Turbulent kinetic energy and turbulent viscosity vary substantially across the seven closures and between layered and non-layered grids. The Lien cubic model is the most sensitive to grid structure and spacing, whereas SST $k-\omega$ is the most robust. Lien-model dissipation fields change markedly when layers are added, while SST specific-dissipation fields retain similar structure and magnitude.

Conclusion

Moderate or low Reynolds numbers in much of the domain limit the influence of turbulence-field variability on the gross velocity pattern, but the variability still affects pressure rise, efficiency, and blood-damage-related quantities. The parametric geometry, ten-grid database, seven robust solver setups, and open-source post-processing workflow provide a reference platform rather than identifying one universally superior closure. Future studies will examine other operating points, compare transient sliding meshes with MRF, introduce hemorheology, hemolysis, and thrombosis models, and use the parametric geometry for systematic shape variation. Selected grids, setups, and data are intended for release as an open test case.

Acknowledgement

The work was supported by the Czech Technical University, Faculty of Mechanical Engineering, grants SGS24/119/OHK2/3T/12 and SGS25/123/OHK2/3T/12, and by the Czech Academy of Sciences under the *Praemium Academiae* of Š. Nečasová and RVO:67985840.

References

1. Linkeová I., Bodnár T., Lancmanová A., Pírk L. New parametric computational test case for automated design and analysis of an axial blood pump. *Archive of Mechanical Engineering*, 2025, 72(3), pp. 405–433.
2. Bodnár T., Linkeová I., Pírk L. Design and numerical simulation of an axial blood pump. *Topical Problems of Fluid Mechanics 2024*, Institute of Thermomechanics CAS, Prague, 2025, pp. 23–30. doi:10.14311/TPFM.2025.004.

HYPOTHESIS-FREE THEORY OF CLASSICAL TURBULENT FLOWS

Lukianov P.V., Pavlova K.S.
National University "Kyiv Aviation Institute", Kyiv,
Pavlo.Lukianov@npp.kai.edu.ua, pavlovakateryna6@gmail.com

Introduction

The modeling of turbulent flows involves the problem of turbulence closure, as turbulence models rely on hypotheses. For instance, the well-known hypotheses of Prandtl and Kármán are not universal when applied to the pipe and flat-plate flows discussed below, as they fail to describe the flow across the entire domain. Methods of the calculus of variations can be employed to describe these turbulent flows and to use the resulting findings for the numerical modeling of more complex flows. This approach requires recognizing that natural phenomena are characterized by optimality. Indeed, fully developed turbulence in a circular pipe is characterized by maximum entropy and the most pronounced turbulent (vortical) mode of motion. The nature of planar turbulent flow lies in maximum inertial instability. Different physical mechanisms can yield the same logarithmic law. The viscous and buffer sublayers are derived in the same way—from the condition of extremum fluid flow rate.

Results: summary table of fluid flows

To present the information comprehensively and conveniently, we provide it in the form of a table. The solutions presented fit nicely experimental data and known analytical laws.

Flow	Functional	Solution
1.1. Flow over a moving plane; viscous and buffer sublayers of turbulent boundary layer.	Minimum volume (rate) of fluid set in motion	$\bar{V} = C_1 \exp(-\bar{y})$
1.2. Flow over a moving plane; logarithmic sublayer of turbulent boundary layer	Maximum value of the square of the difference between orbital (transport) and spin (relative) angular velocities [1].	$\bar{V} = C_1 \log(\bar{y}) + C_2$
2.1. Boundary layer on a circular pipe; viscous and buffer sublayers.	Maximum fluid flow rate	$\bar{V}_Z = C_2 + C_3 \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\frac{2}{C_1}}}{2} \bar{r} \right)$ see also [2]
2.2. Boundary layer on a circular pipe, logarithmic sublayer	Maximum value of the squared vorticity	$\bar{V}_z = C_1 \log(\bar{r}) + C_2$
3. Swirling flow in a rectilinear circular pipe	Maximum value of the squared vorticity Maximum value of the squared vorticity together with maximum fluid flow rate	$\bar{V}_z = C_1 \log(\bar{r}) + C_2$ $\bar{V}_\theta = C_1 \bar{r} + C_2 / \bar{r}$ $\bar{V}_z = C_1 \log(\bar{r}) + C_2 + C_3 \frac{\bar{r}^2}{4},$ $\bar{V}_\theta = C_1 \bar{r} + C_2 / \bar{r}.$

Specific data for the viscous and buffer sublayers are presented below, along with the well-known logarithmic law. The analytical expressions used for this purpose are as follows:

$$\bar{V} = U^+ = 14(1 - \exp(-0.08y^+)), \quad \bar{V}_z = V^+ = 14\operatorname{erf}(0.05r^+), \\ U^+ = 2.55\log(y^+) + 5.2, \quad V^+ = 2.55\log(r^+) + 5.2.$$

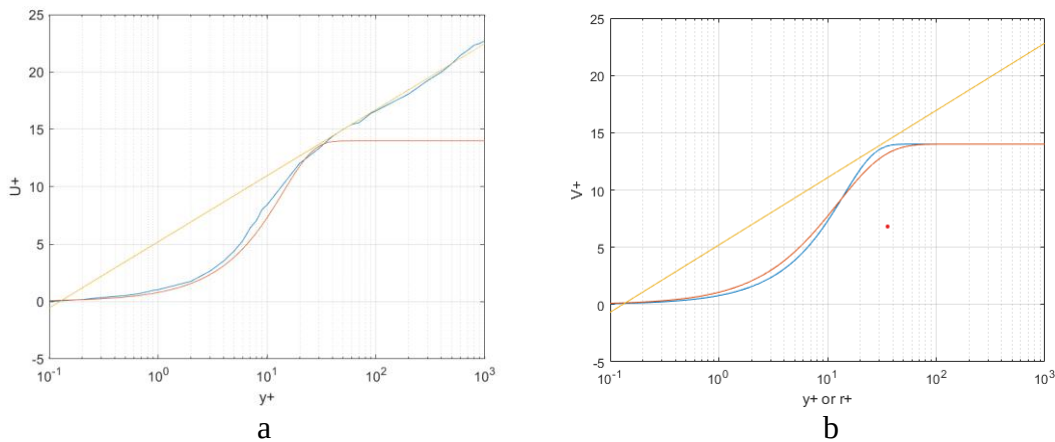


Fig1. Comparison of exponential law and logarithmic one with modern experimental data [3] (a) and comparison of exponential and error function laws at the background of logarithmic law(b).

Conclusions

1. Correctly specifying the extrema of physical quantities—such as the square of the inertial instability function, the square of the vorticity, and the fluid flow rate—makes it possible to obtain well-known solutions to classical problems concerning incompressible fluid flow.
2. As the table shows, despite the identical kinetic nature of the various flows (logarithmic law), the nature of these flows differs. This distinction is confirmed by different functionals, the extrema of which yield the correct solution.
3. The proposed approach will enable a deeper understanding of the nature of turbulent flows and can be used in the development of new numerical models for other, more complex, turbulent flows.

References

1. Lukianov P.V. (2014) Inertial stability as a result of relation between transport and relative fluid rotation. Research Bylletin of National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", 4(196)-133-138. (in Ukrainian). <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/9935>
2. Sohrab S.H. (2007) A modified theory of turbulent flow over a flat plate: WSEAS Conference of Fluid Mechanics and Aerodynamics: proc. of the 5th IASME; Athens, Greece. 10p. https://www.researchgate.net/publication/242705845_A_Modified_Theory_of_Turbulent_Flow_over_a_Flat_Plate
3. Graham J, Kanov K, Yang XIA, Lee M, Malaya N, Lalescu CC, Burns A, Eyink G, Szalay A, Moser RD & Maneveau C. A Web services accessible data base of turbulent channel flow and its use for testing a new integral wall model for LES. J Turbulence.2016; 17(2): 181-215, DOI: 10.1080/14685248.2015.1088656.

DEEP-LEARNING RECONSTRUCTION OF TAYLOR–COUETTE TURBULENT FLOW UNDER SPARSE SAMPLING AND NEAR-WALL DATA LOSS

Mochalin Ievgen¹, Jia Yuxiang²

¹Zhejiang Normal University, Jinhua; Institute of Engineering Thermophysics, Kyiv,
ievgen.mochalin@gmail.com

²Zhejiang Normal University, Jinhua, jiayuxiang178@163.com

In practical measurements such as PIV, the near-wall region is often affected by optical reflection, limited spatial resolution, and loss of reliable velocity vectors [1]. This region is nevertheless important for evaluating the tangential velocity profile, wall shear stress, and skin-friction coefficient [2]. Therefore, this study employs a physics-informed neural network (PINN) to reconstruct the velocity field, with particular emphasis on accurate reconstruction in the near-wall region. An accurate CFD solution is used to generate the training, validation, and test datasets.

The computational domain is constructed as a 45° sector of the Taylor–Couette annulus, with periodic boundary conditions imposed in the axial direction to approximate infinitely long cylinders. Large-eddy simulation (LES) is performed in ANSYS Fluent to obtain the reference flow field for the inner rotating cylinder Reynolds number $Re = 3000$. A fixed (x,y) cross-section corresponding to the PIV measurement plane is extracted for reconstruction and evaluation, and the flow-field data are converted into dimensionless form before training. A global uniform sampling strategy is used to construct the supervised dataset, with 300, 1500, and 2000 sampling points considered. To simulate near-wall data loss, one to four computational mesh layers adjacent to the walls are sequentially excluded from the supervised dataset. The excluded sampling points are replaced by their nearest available neighboring points outside the removed region while keeping the total number of supervised samples unchanged. The proposed model is a PINN incorporating Fourier feature embedding and GradNorm adaptive loss weighting [4]. The model is trained using three loss terms: supervised-data loss, analytical boundary-condition loss imposed on the inner and outer cylinder walls, and Navier–Stokes PDE residual loss. For comparison, a no-PDE model is trained using the same settings but without the PDE residual term.

Reconstruction performance is evaluated using the component-specific 2%-threshold exceedance counts N_{2,u_θ} , N_{2,u_x} and N_{2,u_y} . For each velocity component $q = \{u_\theta, u_x, u_y\}$, $N_{2,q}$ is defined as the number of spatial points at which the reference-velocity-normalized pointwise absolute error exceeds 2%. The corresponding proportion is calculated relative to the total of 6000 spatial points. Additional evaluation quantities include the angle-time-averaged skin-friction coefficient C_f and the angle-time-averaged wall-unit velocity profiles $V_\theta^+(r^+)$.

Taking the 300-point case as an example, Fig. 1 shows that the PINN with PDE constraints substantially outperforms the no-PDE model under sparse sampling and near-wall data removal. In Fig. 1(a), the no-PDE model exhibits increasing values of N_{2,u_θ} as more near-wall layers are removed, indicating deterioration of reconstruction accuracy when direct near-wall information is unavailable. In contrast, the PINN model maintains considerably lower values and does not exhibit the same deterioration trend. Similarly, Fig. 1(b) shows that the relative errors of C_f are substantially lower for the PINN model than for the no-PDE model near both the inner and outer walls. Since C_f is calculated from the near-wall velocity gradient, this result indicates that the PDE residuals improve not only the global velocity-field reconstruction but also the near-wall gradient reconstruction. Overall, these results suggest that the Navier–Stokes PDE residual provides additional physical information and reduces the model dependence on direct near-wall supervised data.

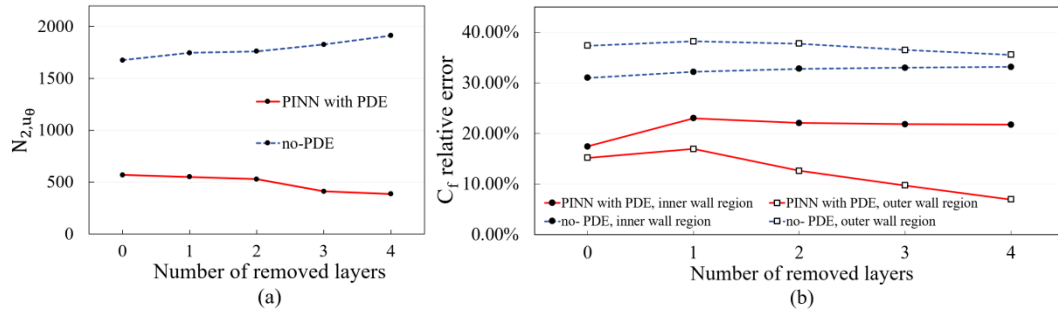


Fig 1. Comparison of N_{2,u_θ} (a) and the relative error of angle-time averaged C_f (b) for the case of 300 sampling points with and without PDE constraints.

The angle-time-averaged profiles of $V_\theta^+(r^+)$ further support this conclusion. Fig. 2 shows the most challenging case with only 300 sampling points and four near-wall layers removed. Compared with the no-PDE model, the PINN with PDE constraints better follows the CFD reference solution near both the inner and outer walls. This indicates that the Navier–Stokes residuals help the model recover near-wall mean tangential velocity behavior beyond the information provided by supervised data alone.

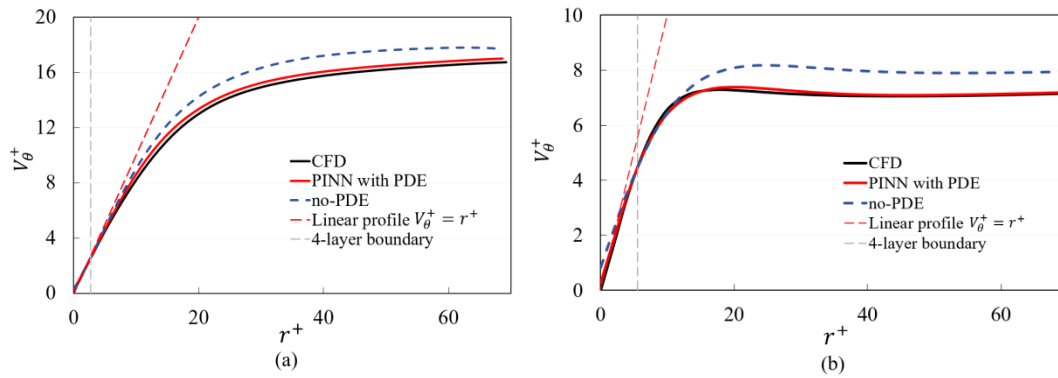


Fig. 2. Comparison of angle-time averaged wall-unit velocity profiles near inner (a) and outer (b) walls between CFD, deep-learning PDE model, and no-PDE model for the case with 300 sampling points and four near-wall layers removed.

Thus, PINNs with PDE constraints provide an effective approach for reconstructing sparse velocity fields in complex turbulent flows. However, the current implementation still requires further improvement in training-time efficiency because the PDE residual introduces additional computational cost.

References

- [1] Kähler, C.J., Scharnowski, S. & Cierpka, C. On the uncertainty of digital PIV and PTV near walls. *Exp Fluids* 52 (2012) 1641–1656.
- [2] Berghout, P., Bullee, P.A., Fuchs, T., Scharnowski, S., Kähler, C.J., Chung, D., Lohse, D. & Huisman, S.G. Characterizing the turbulent drag properties of rough surfaces with a Taylor–Couette set-up. *J Fluid Mech* 919 (2021) A45.
- [3] Jin, X., Cai, S., Li, H. & Karniadakis, G.E. NSFnets (Navier–Stokes flow nets): Physics-informed neural networks for the incompressible Navier–Stokes equations. *J Comput Phys* 426 (2021) 109951.
- [4] Mochalin, I., Wang, J., Cai, J. & E, S. Enhancement of physics-informed neural networks in applications to fluid dynamics. *Phys Fluids* 37 (2025) 057130.

THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATION OF MAISOTSENKO-CYCLE HEAT-AND-MASS EXCHANGERS

Mochalin Ievgen¹, Liu Jiani²

¹Zhejiang Normal University, Jinhua; Institute of Engineering Thermophysics, Kyiv,
ievgen.mochalin@gmail.com

²Zhejiang Normal University, Jinhua, liujiani153@163.com

The Maisotsenko-cycle heat-and-mass exchanger (M-cycle HMX) is a dew point evaporative heat- and mass-transfer device that reduces product air temperature through coupled heat- and mass transfer between dry and wet air channels. The air in the dry (primary) channel mainly undergoes sensible cooling, whereas the air in the wet (working) channel is humidified by evaporation at the wetted wall and absorbs latent heat. This study develops a three-dimensional numerical model based on a single-phase humid-air CFD framework for predicting the overall cooling performance and local heat- and mass-transfer characteristics.

For model validation, the experiment of Riangvilaikul and Kumar [1] is used as the basis for overall performance comparison. A single pair of dry and wet air channels is selected as the representative computational domain shown in Fig. 1. The working -air flow is a 1/3 part of the primary-channel outlet flow. The simulations are performed in Ansys Fluent for the primary-channel Reynolds number of 1500. The liquid film is not explicitly solved; instead, a user-defined function (UDF) is used to impose the local evaporation mass flux and latent heat absorption at the wetted wall in the scope of single-phase model with species transport.

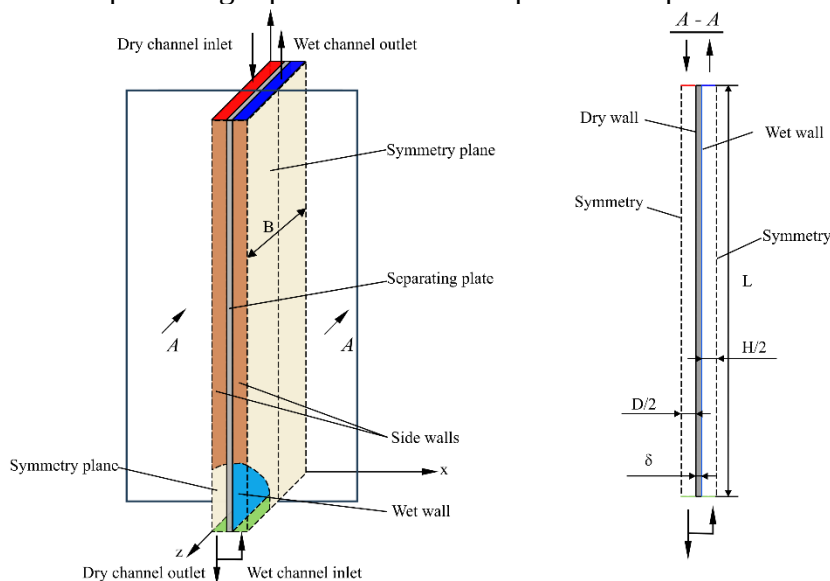


Fig. 1. Model geometry of the counter-flow dew-point evaporative cooler.

Fig. 2 compares the product air outlet temperature obtained from the experiment and the simulation for several values of the inlet humidity, defined by the water vapor mass fraction $Y_{v,p,in}$. The results show that the model can capture the variation trends of cooling performance under different operating conditions and demonstrates good agreement with the experimental data. Therefore, the developed numerical approach can provide reasonably accurate predictions of the overall performance indicators of M-cycle HMX.

To further examine the model's capability of predicting internal local heat- and mass-transfer characteristics, the local Nusselt number in the primary (Nu_p) and working (Nu_s) channels, as well as the local Sherwood number in the working channel (Sh_s), are further calculated for

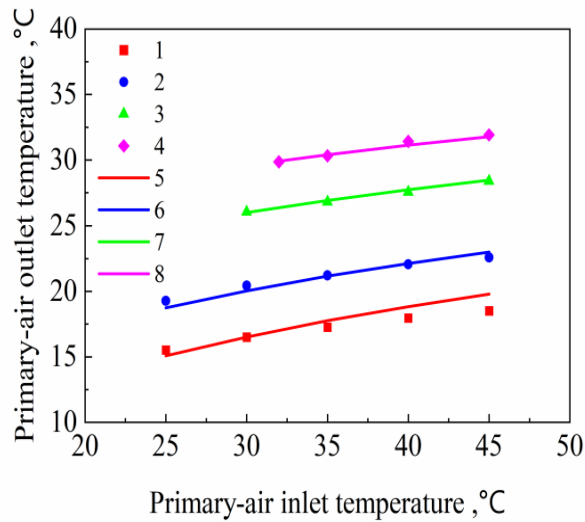


Fig. 2. Average primary-air outlet temperature: 1- 4— experiment [1]; 5 - 8— present numerical simulation; 1,5— $Y_{v,p,in} = 0.0069$; 2,6— $Y_{v,p,in} = 0.0112$; 3,7— $Y_{v,p,in} = 0.020$; 4,8— $Y_{v,p,in} = 0.0264$.

reasonably predict the cooling effectiveness under multiple cases and capture the main internal heat- and mass-transfer characteristics, providing a basis for further optimization of channel configuration, channel dimensions, and operating conditions.

representative cases and compared with the corresponding results of Wan et al. [2] and Lin et al. [3]. This comparison is intended to evaluate whether the predicted local Nu/Sh distribution trends and their values in the fully developed region are consistent with existing studies. The results demonstrate good agreement, while slightly lower Nu-values in the fully developed region can be explained by the differences in the boundary conditions and problem dimensionality (2D for the published studies and 3D for the present simulation). Thus, the model is verified in both the overall performance prediction and the internal heat- and mass-transfer mechanism reconstruction.

The present three-dimensional single-phase humid air CFD model couples the wetted-wall evaporation mass flux and latent heat absorption through a local evaporation UDF in Ansys Fluent. Without explicitly solving the liquid-film flow, the proposed model can reproduce the main heat- and mass-transfer features of the M-cycle HMX,

References

- [1] Riengvilailkul, B., Kumar, S. An experimental study of a novel dew point evaporative cooling system. *Energy and Buildings* 42 (2010) 637–644.
- [2] Wan, Y., Ren, C., Xing, L. An approach to the analysis of heat and mass transfer characteristics in indirect evaporative cooling with counter flow configurations. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 108 (2017) 1750–1763.
- [3] Lin, J., Bui, D. T., Wang, R., Chua, K. J. On the fundamental heat and mass transfer analysis of the counter-flow dew point evaporative cooler. *Applied Energy* 217 (2018) 126–142.

AXIAL DISTRIBUTION OF WALL SHEAR STRESS ON A ROTATING FILTER ELEMENT AND ITS GOVERNING FACTORS

Mochalin Ievgen¹, Wu Xinhang²

¹Zhejiang Normal University, Jinhua; Institute of Engineering Thermophysics, Kyiv,
ievgen.mochalin@gmail.com

²Zhejiang Normal University, Jinhua, wxinho@126.com

Near-wall flow in rotating filtration devices directly affects hydraulic resistance, viscous energy dissipation, and the scouring action exerted on the filter surface. Taylor-Couette flow provides the classical hydrodynamic framework for understanding centrifugal instability and rotation-induced vortical motion between coaxial cylinders [1]. In rotating cylindrical filtration, rotational shear, radial filtrate flow, and Taylor-vortex motion have been shown to influence filter surface loading and filtration performance^[2]. The present study investigates the axial distribution of wall shear stress (WSS) on a rotating permeable cylinder of radius R_1 at different rotational speeds, radial suction velocities, and bottom-outlet conditions representing retentate flow. The objectives were to quantify the changes in WSS as the rotational speed increases from 1000 to 2000 rpm, evaluate the influence of radial suction through the filter cylinder, and identify the resulting flow structures in the annular gap. The computational domain, principal dimensions, and boundary conditions are shown in Fig. 1. Two rotation rates are considered, corresponding to

rotational Reynolds numbers $Re_d = 10,500$ and $21,000$, where $Re_r = \Omega R_1 d / \nu$, $d = R_2 - R_1$ is the gap width, Ω is the angular velocity, and ν is the kinematic viscosity. The filtration rate is characterized by the radial Reynolds number, $Re_r = U_1 R_1 / \nu$, where U_1 is the average filtration velocity. Three values of Re_r are considered: 100, 200, and 500. Cases with no retentate flow (dead-end filtration) and with 10% retentate flow are also considered.

A three-dimensional transient CFD model of water flow was developed in ANSYS Fluent. Turbulence closure was provided by the shear-stress-transport (SST) k-omega model [3]. A structured computational mesh with 760,000 cells was adopted based on a mesh-independence study. The flow parameters were evaluated after the transient solution reached a statistically stationary state.

To evaluate the axial distribution of WSS on the rotating cylinder, shear stress was azimuthally averaged over circumferential rings at $r = R_1$, yielding the dependence $\langle \tau_w \rangle_\theta(z)$. The corresponding distributions are shown in Fig. 2 for two values of Re_d , three values of Re_r , and cases with no retentate flow and 10% retentate flow.

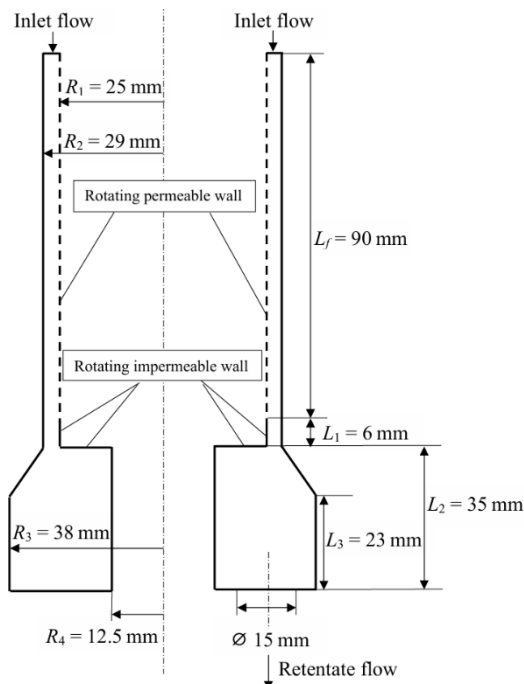


Fig. 1. Schematic of the computational domain, principal dimensions, and boundary conditions.

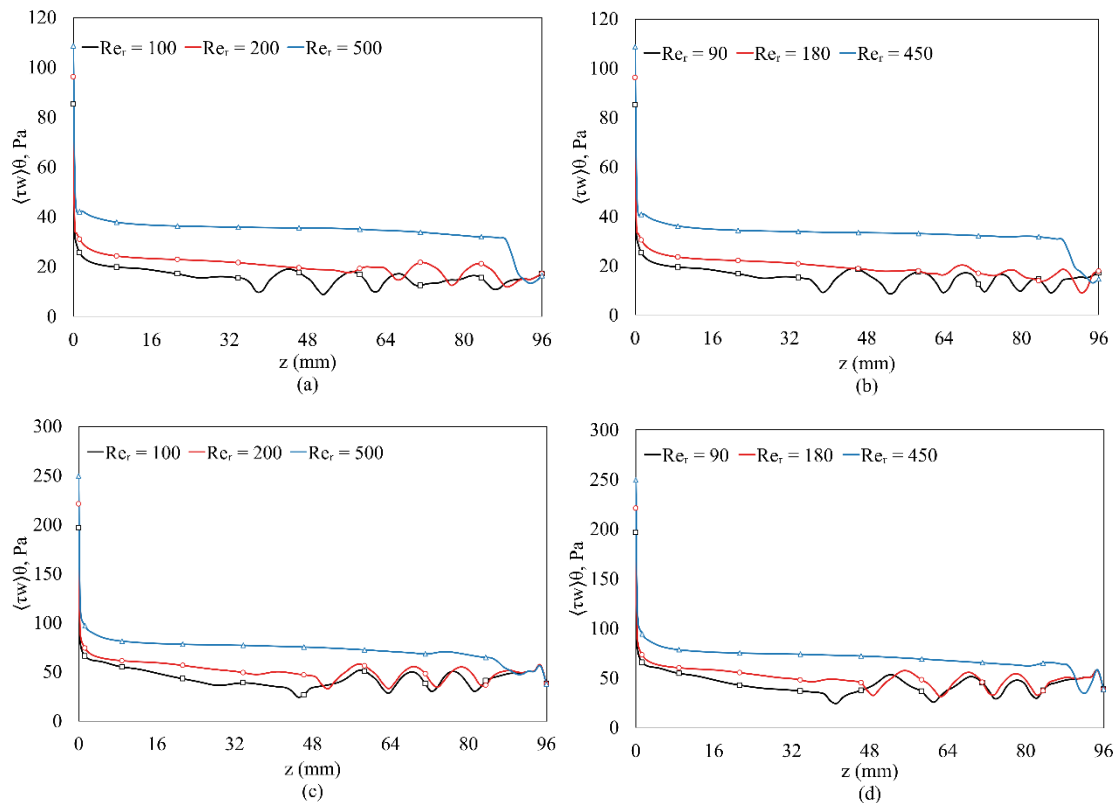


Fig. 2. Axial distributions of circumferentially averaged wall shear stress on the filter surface for the cases of: $Re_d=10500$, no retentate flow (a); $Re_d=10500$, 10% retentate flow (b); $Re_d=21000$, no retentate flow (c); $Re_d=21000$, 10% retentate flow (d).

Figure 2 leads to the following conclusions:

- 1) Increasing the filtration velocity (Re_r) suppresses the Taylor vortices while simultaneously increasing the wall shear stress.
- 2) The combined radial and axial flow suppresses Taylor vortices in the upstream portion of the annulus.
- 3) A 10% retentate flow slightly reduces the wall shear stress.
- 4) The rotation rate (Re_d) is the primary factor governing the magnitude of wall shear stress on the filter surface.

Ошибка! Источник ссылки не найден..

Further studies should address the effects of the investigated factors on discrete-particle motion in the annular gap.

References

- [1] Mochalin, I.V. & Khalatov, A.A. Centrifugal instability and turbulence development in Taylor–Couette flow with forced radial throughflow of high intensity. *Phys Fluids* 27 (2015) 094102.
- [2] Ahmadi, M., Farahat, S. & Javadpour, S.M. Numerical analysis of rotational shape effect on skin friction coefficient in Couette–Taylor flows (with and without injection). *J Braz Soc Mech Sci Eng* 43 (2021) 573.
- [3] Park, J.E., Kang, T.G. & Moon, H. The effect of the rotating disk geometry on the flow and flux enhancement in a dynamic filtration system. *Membranes* 13 (2023) 291.

EFFECT OF MILD INNER-CYLINDER ELLIPTICITY ON LAMINAR TAYLOR–COUETTE FLOW

Mochalin Ievgen¹, Yin Hao²

¹Zhejiang Normal University, Jinhua; Institute of Engineering Thermophysics, Kyiv,
ievgen.mochalin@gmail.com

²Zhejiang Normal University, Jinhua, yh15292088980@163.com

Rotating filtration utilizes Taylor–Couette flow (TCF) in the annulus between a rotating inner cylinder and a stationary outer cylinder to generate shear and centrifugal effects at the surface of the rotating filter element, thereby reducing fouling. Centrifugal instability leads to the formation of Taylor vortices (TV), whose radial and axial motion can reduce concentration polarization and cake growth [1]. Similar annular flows occur in seals, bearings, mixers, and rotating reactors. Most analyses assume perfectly circular, coaxial cylinders [2, 3]; however, manufacturing tolerances can produce an annular gap of variable thickness. In a narrow annulus, such geometric variation can alter the established vortex structure. Previous studies considered an elliptical stationary outer cylinder [4], whereas the present study examines an elliptical rotating inner cylinder. The reference circular and elliptical rotors have nearly identical cross-sectional areas. The two cases therefore differ in cross-sectional shape, but not in overall rotor size or axis position. The simulations show that mild ellipticity preserves a stable TV structure while producing fewer, axially longer vortex cells and maintaining higher tangential velocity farther across the gap. These changes may enhance transport processes near the rotating filter surface.

Figure 1(a) shows the cross-section of the annular flow domain for the two inner-cylinder configurations. Both configurations have $H = 0.120$ m and $r_o = 0.056$ m. The reference cylinder radius is $r_i = 0.050$ m, while the ellipse has semiaxes $a = 0.051$ m and $b = 0.049$ m. The resulting ellipticity is $\varepsilon = 0.0392$, and the rotor cross-sectional areas differ by only 0.04%.

Transient three-dimensional laminar flow of incompressible water was simulated in ANSYS Fluent, with no-slip conditions imposed at all walls. The moving-mesh approach was applied in case of elliptical inner cylinder because of no azimuthal uniformity of the annular gap. An inner-cylinder angular velocity of $\Omega = 0.75$ rad s⁻¹ was considered, corresponding to a rotational Reynolds number $Re_d = \frac{\Omega r_i d}{\nu} \approx 2.24 \times 10^2$ for the reference case with constant gap width $d = 0.006$ m, and to wavy Taylor-vortex flow [3]. Transient calculations were performed until the developed flow becomes quasi-steady-state.

The complete Navier–Stokes equations were solved using the finite-volume method. Spatial gradients were reconstructed using the Least Squares Cell-Based scheme, pressure–velocity coupling was handled with the Coupled algorithm, pressure was interpolated using the PRESTO! scheme, and the convective terms were discretized using the QUICK scheme. Transient time integration was performed using the Bounded Second-Order Implicit formulation.

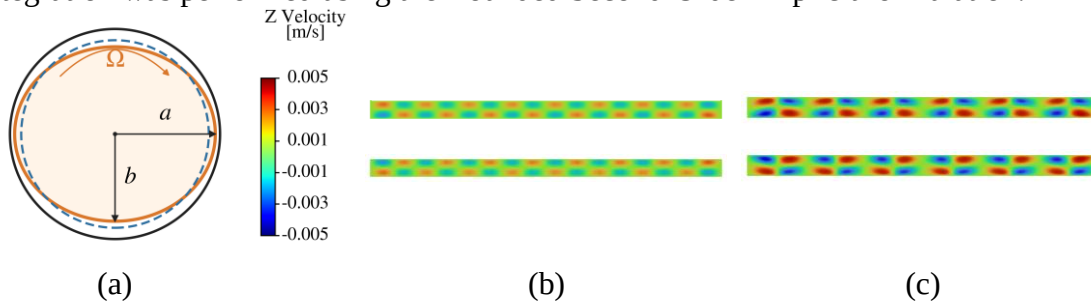


Fig. 1. Geometry configuration (a) and the axial velocity contour plot in meridional cross-section for the circular inner cylinder (b) and elliptical inner cylinder (c) configurations.

A structured hexahedral mesh with near-wall refinement was constructed. Based on the mesh-independence study, meshes containing 4.16×10^6 and 1.728×10^6 cells were adopted for the reference and elliptical-cylinder cases, respectively.

Fig. 1 shows the cross-sectional geometries and axial-velocity contours in the meridional cross-section for the circular- and elliptical-cylinder cases. For the elliptical-cylinder case, the meridional plane shown corresponds to the maximum gap width. One effect of ellipticity is a reduction in the number of Taylor-vortex pairs, corresponding to a greater axial wavelength than in the circular-cylinder case. Thus, mild ellipticity increases the axial wavelength by approximately 25%. The axial velocity is also notably higher in the elliptical-cylinder case, indicating greater vortex intensity.

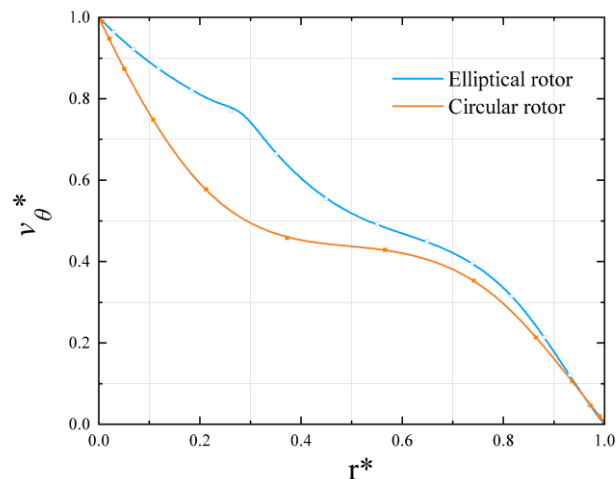


Fig. 2. Dimensionless tangential-velocity profiles after the flow have stabilized.

Figure 2 compares normalized tangential velocity profiles across the gap, where $r^* = (r - r_i)/d$, $v_\theta^* = v_\theta/(\Omega r_i)$. Velocity v_θ^* in Fig.2 is averaged in the tangential and axial directions. The elliptical-cylinder profile is noticeably higher than that for the circular reference case over most of the gap and decreases more gradually toward the stationary outer wall. Tangential motion is therefore maintained farther across the gap in the elliptical case. Thus, mild ellipticity substantially modifies the near-wall tangential-velocity distribution and may affect the shear at the rotating inner cylinder.

Future studies should quantify these effects over a range of rotational speeds and extend the analysis to a porous inner cylinder.

References

- [1] Lee, S., Lueptow, R. M., Rotating membrane filtration and rotating reverse osmosis. J. Chem. Eng. Jpn. 37 (2004) 471–482.
- [2] Taylor, G. I., Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. Philos. Trans. R. Soc. A 223 (1923) 289–343.
- [3] Andereck, C. D., Liu, S. S., Swinney, H. L., Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. J. Fluid Mech. 164 (1986) 155–183.
doi:10.1017/S0022112086002513.
- [4] Unnikrishnan, A., Narayanan, V., Chamorro, L. P., Vanka, S. P., Taylor–Couette flow and heat transfer in an elliptical enclosure with a rotating inner cylinder. Phys. Fluids 36 (2024) 033604.

MECHANICAL METAMATERIALS FOR MODULATING TURBULENT FLOW DYNAMICS

Piëst B.J.T.¹, Krushynska A.O.²

¹ Engineering and Technology Institute Groningen, University of Groningen, Groningen, The Netherlands, b.j.t.piest@rug.nl

² Engineering and Technology Institute Groningen, University of Groningen, Groningen, The Netherlands, a.o.krushynska@rug.nl

Locally resonant and Bragg-scattering metamaterials offer a passive route to controlling flow instabilities by embedding sub-wavelength resonant structures beneath a flow-bounding surface. Building on the phononic subsurface (PSub) framework established by Hussein et al. (2015), originally demonstrated for delaying boundary-layer transition by destructively interfering with growing Tollmien–Schlichting waves, this work extends the concept to a fundamentally different instability class: the Kármán vortex street shed behind a bluff body. Unlike the convectively growing TS wave, vortex shedding arises from a global (absolute) instability that saturates via a supercritical Hopf bifurcation into a highly periodic, essentially monochromatic self-sustained oscillation. This clean, single-frequency character makes it an attractive testbed for phase-tuned subsurface control, while its global rather than convective nature requires reformulating both the resonator design and its coupling to the flow relative to the TS-wave case.

The subsurface is modeled as a discrete mass-spring-damper chain (diatomic for Bragg gap tuning, with optional local resonators), coupled to a large-eddy simulation of the flow through a Gaussian-windowed transpirational boundary condition embedded directly in the OpenFOAM solver. The metamaterial chain's equations of motion are discretized in time via Backward Euler and assembled into a pentadiagonal system at each flow time step, exploiting the chain's nearest-neighbor coupling topology to solve the resulting linear system efficiently without full matrix inversion. We detail the assembly of this pentadiagonal operator, its coupling to the fluid solver via Aitken-relaxed FSI iteration, and the practical considerations, coupling window shape, boundary treatment, time-step matching, required for stable two-way coupling between a resonant elastic subsurface and a shedding turbulent wake.

STUDY OF THE FEATURES OF UNSTATIONARY FLOW DURING GLIDING OF BODIES IN A CAVITY

V.V. Serebryakov

Institute of Hydromechanics National Academy of Sciences, Kyiv, Ukraine

The problem of effectively accelerating a gliding body in a cavity is one of the most important. A number of solutions suitable for assessing the overall situation are presented below. The primary method for calculating a non-stationary cavity is the well-known equations [1, 2], which are a mathematical formulation of the well-known "principle of independent cavity expansion" [3]. The well-known method based on impact added masses [5] is used to determine the magnitude forces. of the gliding

1. The system of equations for calculating a non-stationary axisymmetric cavity $r = R(x, t)$ in a coordinate system r, x associated with a stationary fluid is defined in the form (1, 2):

$$a) \frac{\partial^2 R^2(x, t)}{\partial t^2} + \frac{2\Delta P(x, t)}{\rho\mu} = 0, \quad b) \left. \frac{\partial R^2}{\partial t} \right|_{t=t_n(x)} = R_n(x) U_n(x) \sqrt{\frac{2[c_d(x) - k\sigma_n(x)]}{k\mu}} \quad (1)$$

$$a) U = U(t)|_{t=t_n(x)} = U_n(x), \quad b) c_d = c_{dt}(t)|_{t=t_n(x)} = c_d(x), \quad c) \sigma_n(x) = 0.5 \left[\Delta P(x, t) / \rho U^2(t) \right]_{t=t_n(x)} \quad (2)$$

Here: U , R_n , c_d - speed of movement, cavitator radius and drag coefficient, which can depend on time t , $R = R(x, t)$ non-steady axisymmetric super cavity form, $\Delta P = P_\infty(x) - P_c(t)$ the pressure difference in the flow and in the cavity, $\Delta P_n(t)$ - at the section behind cavitator, ρ - water mass density, $x_n(t)$ - the cavitator law of motion $t_n(x)$ is the inverse function of the law $x_n(t)$. The quantities μ , k are slowly varying functions, mainly from the cavity elongation λ ; μ characterizes the inertia of the cavity sections, k - the energy transfer along its cross sections. The dependencies for determining the quantities μ -(3a) and k -(3c) were obtained in the form of second-order asymptotic dependencies on the elongation of the cavity [2, 4] with their approximation in the form of dependencies on σ (3b), (3d).

$$a) \mu = \ln \frac{\lambda}{\sqrt{e}} : \rightarrow b) \mu \approx \ln \sqrt{\frac{1}{e\sigma} \ln \left(\frac{2}{\sigma} + 10 \right)} ; \quad c) k \approx 1 - \frac{2 \ln(2/\sqrt{e})}{\ln \lambda^2} : \rightarrow d) k \approx 1 - \frac{2 \ln(2/\sqrt{e})}{\ln(4/\sigma + 18)} \quad (3)$$

Under cavitation number $\sigma_{nt} = \sigma_a = \text{const}$ during the motion process, the shape of the unsteady cavity is determined by solution (4). The calculation results here are illustrated in Figure 1.

$$a) \bar{R}^2 = 1 + \sqrt{\frac{2c_{do}}{k\mu}} \sqrt{2\bar{x}} (\bar{t} - \sqrt{2\bar{x}}) - \frac{\sigma_a}{\mu} \left(\frac{1}{12} \bar{t}^4 + \bar{x}^2 - \frac{2\sqrt{2}}{3} \bar{t} \bar{x}^{3/2} \right), \quad b) \bar{U}_0 > \frac{6\kappa_s}{\sqrt{\sigma_a}} \quad (4)$$

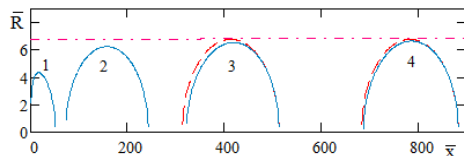


Figure 1 (a)

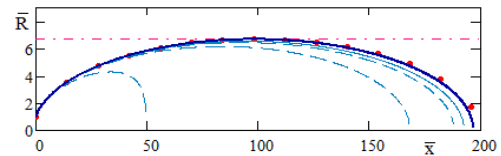


Figure 1(b)

The results on Figure 1 are given for case of $\sigma_a = 0.02$ in two systems of coordinates: **(a)** cavitator is moving in motionless fluid: ——— 1 - $\bar{t} = 10$, 2 - $\bar{t} = 22$, 3 - $\bar{t} = 32$, 4 - $\bar{t} = 42$, - - - - Stationary cavity at $\sigma_a = 0.02$; **(b)** Fluid is moving, cavitator is motionless: - - - - $\bar{t} = 10$, $\bar{t} = 22$, $\bar{t} = 32$, ——— $\bar{t} = 42$, ——— stationary cavity at $\sigma_a = 0.02$.

The results of calculations of a non-stationary cavity during motion with acceleration indicate a very rapid decrease in the influence of acceleration on the shape of the cavity as the speed of motion increases.

2. To calculate the gliding forces, a method based on impact added masses m^* is used, taking into account the amount of immersion of the body in the cavity h and the gap Δ between the surface of the body and the cavity [5]

$$a) m_h^* = \rho \pi R_b^2 h \frac{2\Delta + h}{(\Delta + h)^2}, \quad b) m_r^* = \rho \pi R_b^2 \frac{2h}{\Delta + h} \quad (5)$$

The assessment of the influence of acceleration on the gliding force of a cylindrical body of length L at a constant angle of attack based on the approach [5] is determined by solution (7)

$$\bar{F}_a = \left[\frac{L(2\varepsilon + \alpha L)}{(\varepsilon + \alpha L)^2} \right] + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{aL}{U^2} \right) \left(\frac{L}{\varepsilon + \alpha L} \right), \quad \bar{F}_a = \frac{F_a}{\pi R_b^2 \rho (\alpha V)^2} \quad (6)$$

The results of calculations according to dependence (7) are presented in figures 2a, 2b.

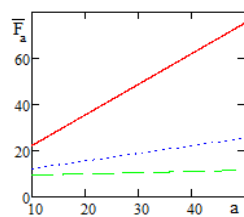


Figure 2a ——— $U=10\text{m/s}$,
 $U=20\text{m/s}$
 - - - - $U=50\text{m/s}$

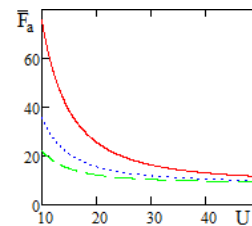


Figure 2b ——— $a=10\text{m/s}^2$,
 $a=20\text{m/s}^2$
 - - - - $a=50\text{m/s}^2$

The calculation results reveal a very rapid decrease in the effect of acceleration on planing forces with a significant increase in speed.

References

1. Serebryakov V.V. "Ring model for calculation of axisymmetric flows with developed cavitation," *Journal Hydromechanics*, No. 27, 1974. pp. 25-29. (Russ.)
2. Logvinovich G. V., Serebryakov V.V. On methods of calculation of slender axisymmetric cavities shape. *J. Hydromechanics*, 1975, No. 32, Ukraine, pp. 47-54. (Russ)
3. Logvinovich G. V. *Hydrodynamics of flow with free boundaries* Publisher: Naukova Dumka, Kyiv, Ukraine, 1969; 216p. (Russ)
4. Serebryakov V.V. (1994) Asymptotic solutions of the developed cavitation flows problems in the slender body approximation. // *J. Hydromechanics* - No.68, pp.62-74. (In Russ)
5. Paryshev, E. V., "Approximate Mathematical Models in High-Speed Hydrodynamics," *Journal Engineering Mathematics*, No. 55, 2006, pp. 41-64.

PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY OF SYNTHETIC JETS, GENERATED IN A BOUNDARY LAYER

Shkvar Ye.^{1,2}

¹College of Engineering of the Zhejiang Normal University, Jinhua, China,
shkvar.eugene@qq.com

²Institute of Hydromechanics of NASU, Kyiv, Ukraine, eush@ukr.net

A synthetic jet is both a promising means of controlling boundary layer structure, effectively countering separation and intensifying convective heat transfer, and a highly interesting research subject due to its highly unsteady periodic flow structure, which generates regular vortex systems and intense momentum in the direction of jet formation at zero mass flow rate. This latter feature distinguishes the synthetic jet from boundary layer microblowing, as it does not require a secondary air source and its redistribution system, while remaining an active, flexible, and adjustable flow control method, making it highly attractive for a wide range of various industrial applications, and, above all, aviation and other modern high-speed vehicles.

The objective of this study is to perform 2D2C TR-PIV measurements of transient velocity fields and, through postprocessing, determine the characteristics of the averaged and fluctuating motion behind a flat plate boundary layer cross-section along the direction of its development at $x = 1.65$ m. An array of five small nozzles is located within a wind tunnel, with free-stream velocity U_∞ ranging from 2 to 20 m/s and excitation frequencies f ranging from 10 to 500 Hz. Reynolds numbers ranged from $Re=2.2 \times 10^5$ to 2.2×10^6 , which, under closed-loop wind tunnel conditions with a closed test section and a turbulence level of up to 0.5%, corresponds to the range from very initial transition stage to fully developed turbulent flow. The wind tunnel and TR-PIV system characteristics are presented in more detail in [1], while the main parameters and dimensions of the test setup are shown in Fig. 1 and its caption.

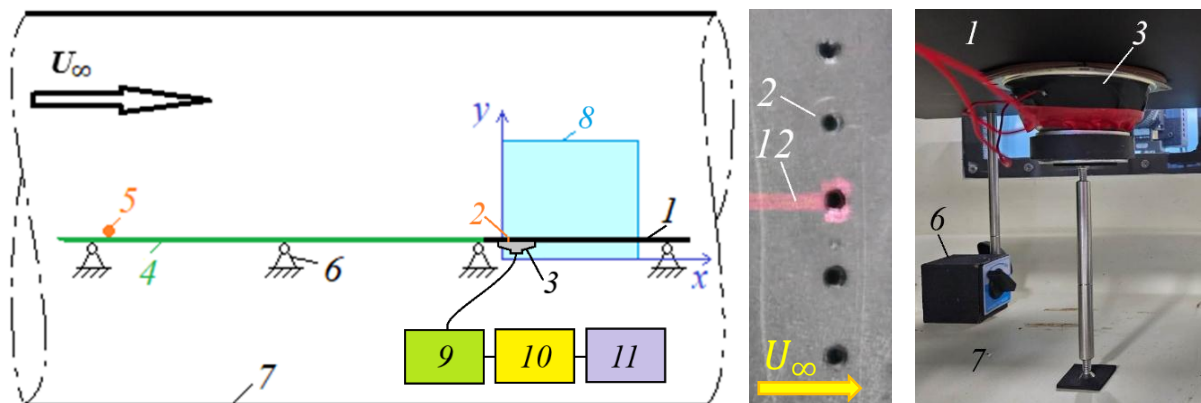


Fig. 1. Sketch (left, not to scale) and pictures (middle and right) of the experimental setup:

1 – test plate (plexiglass, $L_{t.p.} = W_{t.p.} = 0.5$ m, $H_{t.p.} = 10$ mm); 2 – array of five small nozzles ($\varnothing 0.8$ mm, normally oriented toward the streamlined surface, distance between axes 5 mm); 3 – speaker $\varnothing 100$ mm; 4 – initial flat plate (plexiglass, $L_{in.p.} = 1.5$ m, $W_{in.p.} = 0.5$ m, $H_{in.p.} = 8$ mm); 5 – wire turbulator ($\varnothing 3$ mm); 6 – magnetic attachments; 7 – boundaries of the test section of the wind tunnel; 8 – square field of view of measurement (FOV, size length 53 mm); 9 – amplifier; 10 – Arduino Uno controller; 11 – computer; central line of the nozzle array.

The conducted research and its processing demonstrated a monotonic increase in the intensity of the synthetic jet with increasing perturbation frequency, and also examined the features of boundary layer formation immediately downstream of the nozzle array.

Fig. 2 shows the mean characteristics of the synthetic jet for $f=300$ Hz in the absence of an incoming flow $U_\infty = 0$, and Fig. 3 shows them for $f=200$ Hz in the boundary layer for $U_\infty=2$ m/s.

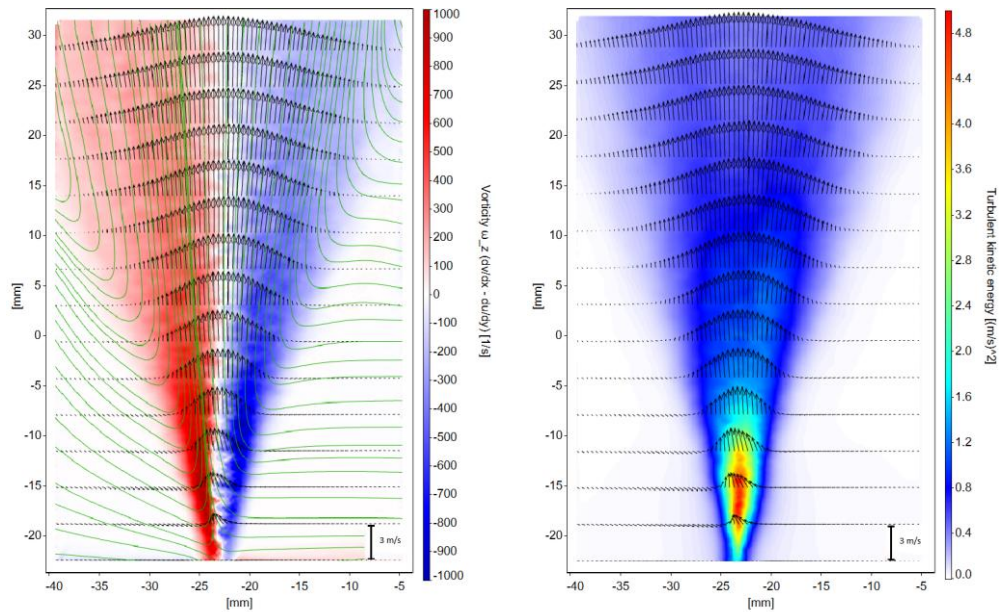


Fig. 2. Synthetic jet for $U_{\infty}=0$ and $f=300\text{Hz}$: left – velocity profiles (black arrows), vorticity distribution (red-blue color palette), streamlines (green); right – turbulence kinetic energy (red-green-yellow-blue color palette).

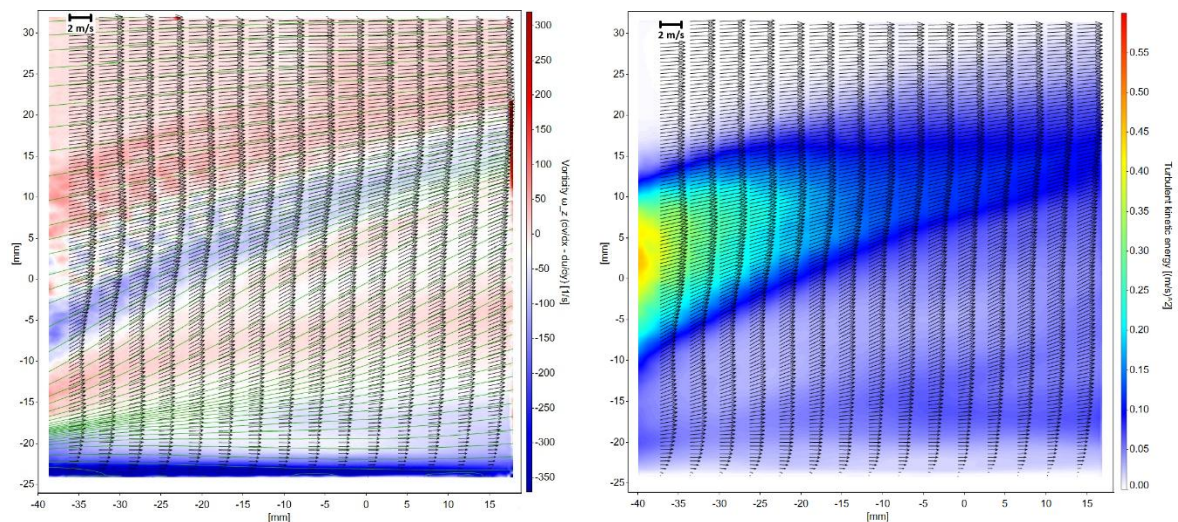


Fig. 3. Synthetic jet for $U_{\infty}=2\text{m/s}$ and $f=300\text{Hz}$: left – velocity profiles (black arrows), vorticity distribution (red-blue color palette), streamlines (green); right – turbulence kinetic energy (red-green-yellow-blue color palette).

References

1. Shkvar, Ye. (2026). TR-PIV Comparative Study of Vortical Systems Behind Leading-Edge Vortex Generators and Large Eddy Breakup Devices. Proceedings of the Int. conf. "Topical Problems of Fluid Mechanics 2026", Prague, pp. 202-209. <https://doi.org/10.14311/TPFM.2026.028>

FROM WAVE ATTRACTORS TO MULTISTABLE QUANTIZED MODES: INTERNAL-WAVE DYNAMICS IN BOUNDED DOMAINS

Sibgatullin I, Deleuze J., Sylvain J.
ENS de Lyon, France, ilias.sibgatullin@ens-lyon.fr

Internal and inertial waves are key components of geophysical fluid dynamics. They can transport energy over long distances, and in the deep ocean their vertical scales may reach hundreds of meters. Unlike many other hydrodynamic systems, they obey a geometric propagation constraint: upon reflection, wave beams preserve a fixed angle with respect to gravity, or to the rotation axis in the inertial-wave case. This property makes both linear focusing and nonlinear energy transfer particularly nontrivial in bounded domains.

In generic non-orthogonal containers, repeated reflections produce wave attractors, i.e. limiting ray cycles that are structurally stable and concentrate wave energy. When the vertical and horizontal scales are comparable, the transition toward turbulent states can proceed through cascades of triadic resonances. We first discuss this attractor framework in large-aspect-ratio domains, where the dependence on forcing amplitude reveals several distinct nonlinear scenarios. Below a threshold, energy transfer is dominated by superharmonic pathways. As the forcing is increased, parametric subharmonic instability emerges and progressively populates frequencies corresponding to multiples of half the forcing frequency. Only once these components reach comparable energy levels does a broader cascade of triadic resonances develop. Spectral and time-frequency diagnostics show that geometry, and in particular aspect ratio, strongly influences the pathway toward turbulence, the evolution of kinetic energy, and the organization of coherent structures.

We then turn to a geometrically exceptional but physically important limit: rectangular domains aligned with gravity and/or rotation. In this geometry, internal waves are quantized by the boundary conditions, so that only discrete families of global modes are admissible. One might expect this setting to be simpler than attractor dynamics; surprisingly, we observe the opposite. Combining laboratory measurements using particle image velocimetry (PIV), targeted modal diagnostics, and high-resolution direct numerical simulations (DNS) with moving-boundary forcing, we show that rectangular domains can display pronounced multistability and considerable spectral complexity. A primary triadic resonance can generate a dense, nearly uniform picket-fence frequency comb through nonlinear frequency mixing, while the dominant spatial content remains concentrated in only a small number of global modes. Near-degenerate mode pairs and weak detuning provide a natural reduced-model interpretation of the associated slow envelopes. This behavior is qualitatively different from the progressively broadband spectra associated with cascading attractor turbulence.

Overall, two complementary messages emerge. First, aspect ratio acts as a genuine control parameter for nonlinear internal-wave dynamics in attractor geometries, affecting not only the established state but also the route toward turbulence. Second, near-rectangular quantized systems should not be regarded as a trivial limit of attractor physics: they can be even more multistable and spectrally intricate, with competition between triadic pathways and robust formation of discrete frequency combs. Together, these results provide a broader perspective on how geometry selects and organizes nonlinear energy-transfer mechanisms in bounded internal-wave systems.

Plasma-assisted processes in aerodynamic applications

Tishkoff J.¹, Yurchenko N.²

¹ Directorate of Aerospace, Materials, and Chemical Sciences, Air Force Office of Scientific Research, retired, USA.

² Laboratory for Advanced Aerodynamics, Institute of Hydromechanics NASU, 8/4 Marii Kapnist St., Kyiv, Ukraine

Abstract

Research on a new hypersonic flight concept was accompanied by a novel area of fundamental research, plasma aerodynamics. This research area studies the relationship between weakly ionized plasmas and other physicochemical phenomena, including combustion and fluid dynamics, to be discussed in this presentation. Fig. 1 illustrates the application of plasma aerodynamics to different aspects of hypersonic flight, but research in aerodynamics also has been broadened to address other possible technological applications.

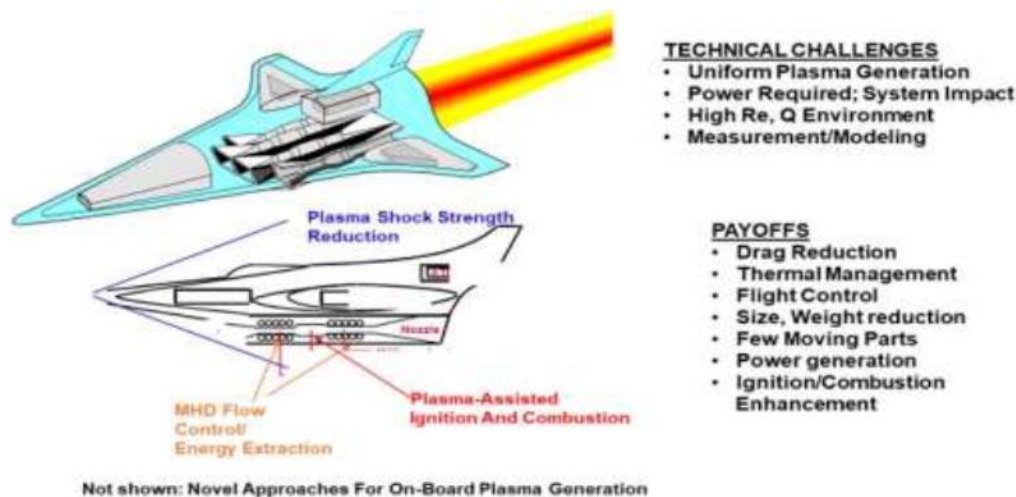


Fig. 1. Plasma Aerodynamics: four research focus areas

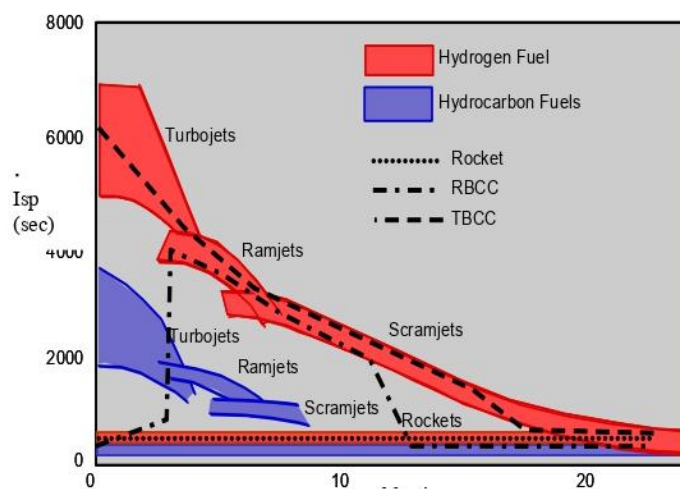


Fig.2. Flight Mach Number, Nondimensional

Combustion in chemical propulsion technology performs conversion of the chemical energy in the propellants to mechanical energy producing vehicle thrust. For air-breathing application, the propellants are fuel and atmospheric oxygen. Fig. 2 shows propulsion efficiency, as represented by *specific impulse* I_{sp} (thrust produced relative to the rate of propellant consumption) as a function of flight Mach number. Shown in this figure are turbojets, ramjets, rockets, turbine-based combined cycle (TBCC), rocket-based combined cycle

(RBCC), and scramjets, which also are components of TBCC and RBCC engines. Performance using both hydrocarbon and hydrogen fuels is indicated.

In 1996, the United States Air Force initiated a unique collaboration between researchers in the United States and Eastern Europe through its European Office of Aerospace Research and Development (EOARD) [1]. The program involved also the Ukrainian team headed by Nina Yurchenko which expanded plasma aerodynamics studies.

Active flow control using plasma actuators offers additional possibilities compared to classical mechanical methods. To illustrate the benefits of plasma-assisted flow control, a smart, energy-efficient strategy is presented here as an alternative to the widely used dielectric-barrier-discharge (DBD) method. The strategy is implemented using localized plasma generation [3] as microwave-initiated discharges and high-voltage spark discharges. Both can operate intermittently, providing strong aerodynamic authority that makes them exceptionally promising for adaptive control.

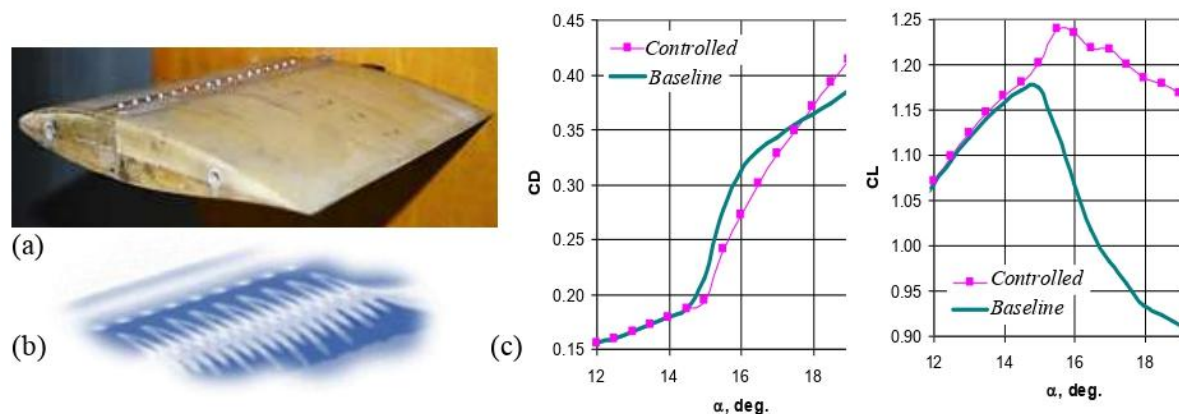


Fig. 3. Plasma Aerodynamics: energy-efficient strategy to improve aerodynamic performance;

(a) airfoil with an array of plasma discharges; (b) formed vortical field with a given scale; (c) drag and lift coefficients in the baseline and controlled cases

Supercritical airfoil controlled by the array of spark discharges showed increased lift and stall angle together with the drag reduction in the pre- and post-stall regions, Fig. 3.

The same strategy and similar engineering solution were subsequently applied in UAV flight tests having demonstrated the similar results [3].

The presented paper aims to share research findings which are made possible through national and international collaboration and the capabilities of a laboratory established within a renowned scientific program.

Acknowledgments

This material is based upon work supported by the EOARD, AFOSR, AFRL under the CRDF GAP grant # UKE2-1518-KV-07.

The authors acknowledge contributions of Dr. P. Vynogradsky and IHM NASU project team, as well as Dr. V. Boretsky with his team (Radiophysics Dep., Kyiv National Taras Shevchenko University).

References

- [1] Tishkoff, J., 1996-2011: When the US Air Force Invaded Russia." *AIAA Scitech 2021 Forum and Exposition, Orlando, FL*, <https://doi.org/10.2514/6.2021-0516>
- [2] N. Yurchenko. Research strategy for active flow control based on distributed thermal fields, *Int. J. of Fluid Mech. Research*, v. 57, No. 5, pp. 470-489, 2010.
- [3] Himavath Jois, Alan S. Hong, Phillip J. Ansell. High-Lift Aerodynamics of Integrated Distributed Propulsion Systems with Thrust Vectoring. *Journal of Aircraft*, 2024.

ASSESSMENT OF TEMPORAL AND THERMAL MODELLING STRATEGIES FOR SIMULATING FLOW AND HEAT TRANSFER OVER A WALL-MOUNTED CUBE

Uhlíř V.^{1,2}, Bodnár T.^{1,2}, Fraunié Ph.³

¹ Faculty of Mechanical Engineering, Czech Technical University in Prague, Prague,
Czech Republic, Vit.Uhlir@fs.cvut.cz

² Institute of Mathematics, Czech Academy of Sciences, Prague, Czech Republic,
Tomas.Bodnar@fs.cvut.cz

³ Mediterranean Institute of Oceanography (MIO), Université de Toulon, La Garde, France,
fraunie@univ-tln.fr

Introduction

Turbulent flow around wall-mounted bluff bodies involves separation, recirculation and vortex shedding, and these structures govern the convective heat transfer from the obstacle. The configuration underlies applications from the thermal management of electronic components to wind flow and pollutant dispersion around buildings. Engineering practice relies predominantly on steady-state RANS, largely for reasons of computational cost, and the discrepancies that persist against experimental data are commonly attributed to the turbulence closure alone. This contribution examines instead the two modelling decisions that precede the choice of closure, namely the treatment of time and the level of thermal coupling, in order to establish which of them influences the predicted flow and temperature fields in the provided benchmark configuration.

Test case and computational setup

The study follows the experimental benchmark of Meinders et al. [1, 2]: a cube of height $H_c = 15$ mm mounted on the bottom wall of a channel, at $Re \approx 4440$ based on cube height and bulk velocity $U_{bulk} = 4.47$ m/s. A three-layer velocity profile and a turbulent kinetic energy profile fitted to the experimental data are prescribed at the inlet. All computations use OpenFOAM v2406 with the $k-\omega$ SST turbulence model and second-order spatial discretisation, employing the SIMPLE algorithm for steady-state and the PIMPLE algorithm for transient simulations with $\Delta t = 10^{-4}$ s, corresponding to approximately 100 steps per shedding cycle.

Six cases are compared, combining two temporal treatments (steady-state RANS and transient URANS) with three levels of thermal coupling: (i) temperature transported as a passive scalar at constant density with gravity switched off; (ii) the Boussinesq approximation, coupling the momentum and energy equations through a buoyancy term; and (iii) a fully compressible formulation with $\rho = \rho(p, T)$ and temperature-dependent transport properties. The cube surfaces are held at 75 °C against a reference temperature of 21 °C, giving $\Delta T = 54$ K.

Results

For isothermal flow, the steady-state simulation reproduces the qualitative flow structures but places reattachment at $3.9H_c$ against the experimental value of $2.5H_c$, an over-prediction of 56 %. Additionally, the steady-state RANS simulations struggle to reach true steady-state, visible on ever-present fluctuations in pressure fields. The transient simulation reduces the reattachment length to $3.0H_c$ (20 % over-prediction) with the same turbulence closure, and spectral analysis of the wake yields a dominant frequency of 30 Hz, corresponding to $St = 0.101$, coming to an excellent agreement with the measured 0.100 ± 5 % [1, 3].

The temperature field inherits this temporal sensitivity. The steady-state solution develops a markedly elongated thermal plume, a direct consequence of its oversized recirculation zone acting as a larger reservoir of heated fluid; the transient solution confines the elevated temperature considerably closer to the cube. The level of thermal coupling, by contrast, has no significant effect: the passive-scalar and Boussinesq solutions are effectively identical in both velocity and temperature, for the steady-state and the transient treatment alike. This is not the outcome an a

priori estimate suggested. The Richardson number formed with the bulk velocity is negligible ($Ri = g\beta\Delta T H_c/U^2 = 1.4 \times 10^{-3}$), but the value formed with the local velocity inside the recirculation zone ($U \approx 0.1 U_{\text{bulk}}$), rises to $Ri \approx 0.14$, a range in which buoyancy would not normally be dismissed. The recirculation zone nevertheless remains dominated by shear-driven mixing and the buoyant forces leave no imprint on the solution. This mismatch between the dimensionless estimate and the computed result is the more instructive finding.

The fully compressible formulation was included for a comparable reason. Across $\Delta T = 54$ K the properties do not vary marginally: ρ falls by 16 %, μ rises by 16 %, and ν and α rise by 37 % and 38 %, therefore the constant-property assumption of the simpler models is not clearly safe and deserves verification. Nevertheless, our findings show, that simulations resolving these variations produce the mean velocity and temperature fields very close to the ones obtained with the lower coupling levels. The flow is strongly forced ($Ma \approx 0.013$) and separation is fixed by the sharp edges of the cube, the wake is governed by inertia and turbulence rather than molecular transport, and the property variation is not felt in the mean fields in this configuration. All three coupling levels thus agree: the thermal model does not govern the result, whereas the temporal treatment does.

Conclusion

The two modelling decisions are of markedly unequal weight. Temporal resolution governs the mean flow and the thermal wake alike, and steady-state RANS is physically inappropriate for this configuration despite the moderate Reynolds number, whereas the thermal coupling can be kept at its cheapest level. For engineering practice this gives a directly usable guideline: on configurations of this class the computational budget is better spent on time-resolved simulation than on an elaborate thermal model, and a passive-scalar treatment of a transient solution will outperform a Boussinesq or compressible treatment of a steady one. The reported configuration matching the experimental setup is intended as the basis for a future parametric extension of the benchmark towards larger scales, lower velocities and larger temperature differences, in the regimes where buoyancy or property variations are expected to become active.

Acknowledgement

The financial support for the present work was provided by the Czech Technical University, Faculty of Mechanical Engineering under the Grant No. SGS25/123/OHK2/3T/12, and partly by the Czech Academy of Sciences under the Praemium Academiae of Š. Nečasová and RVO:67985840.

References

1. Meinders E.R., Hanjalić K., Martinuzzi R.J. Experimental study of the local convection heat transfer from a wall-mounted cube in turbulent channel flow. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1999, 121(3), pp. 564–573.
2. Meinders E.R. Experimental study of heat transfer in turbulent flows over wall-mounted cubes. PhD thesis, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 1998.
3. Uhlíř V., Bodnár T., Fraunié Ph. Assessment of steady-state and transient approaches for simulating flow over a wall-mounted cube. *Topical Problems of Fluid Mechanics 2026*, Institute of Thermomechanics CAS, Prague, 2026. ISBN 978-80-87012-92-5.

