

**IX International Conference**  
**COMPUTER HYDROMECHANICS**

**Дев'ята міжнародна науково-практична конференція**  
**КОМП'ЮТЕРНА ГІДРОМЕХАНІКА**

**Institute of Hydromechanics**  
**National Academy of Sciences of Ukraine**

**Інститут гідромеханіки**  
**Національної академії наук України**

**October 1-2, 2024**

**1-2 жовтня 2024 р.**

**Київ 2024**

**Київ 2024**

**Computer Hydromechanics: Materials of IX International Conference** Kyiv, October 1-2, 2024). – Kyiv : IHM NAS of Ukraine. – 2024. – 126 с.

**Комп'ютерна гідромеханіка:** Матеріали дев'ятої міжнародної науково-практичної конференції (Київ, 1-2 жовтня 2024 р.). – Київ : ІГМ НАН України. – 2024. – 126 с.

**Topics:**

- Computer modeling of problems of continuum mechanics
- Numerical methods in continuum mechanics
- Problems of hydrodynamic stability
- Turbulence
- Control of vortex flows
- Computer methods of experiment processing

**Напрямок роботи конференції:**

- Комп'ютерне моделювання задач механіки суцільних середовищ
- Чисельні методи в механіці суцільних середовищ
- Задачі гідродинамічної стійкості
- Турбулентність
- Керування вихровими структурами в потоках
- Комп'ютерні методи обробки експерименту

## **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. D.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 «ХП», 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. Д.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),

Д.А. Білоус (ІГМ НАН України, Київ, Україна).

### **Учений секретар:**

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

## ЗМІСТ

Айтуганов Д.М., Черній Д.І. МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЇ НАВКОЛО СИСТЕМ ПРОФІЛІВ.....	9
Алексєенко С.В., Накашидзе Л.В. ЧИСЕЛЬНЕ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ АЕРОДИНАМІЧНОГО ШУМУ ПРОФІЛЮ НАСА0012.....	10
Баскова О.О., Рудницька М.О., Баскова Г.В. ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ТЕРМОКЛІНУ ЗАЛЕЖНО ВІД ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ БАКА-ТЕРМОАКУМУЛЯТОРА.....	12
Басовський В.Г. ПРО ОСОБЛИВОСТІ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ СКІНЧЕНОЇ АКУСТИЧНОЇ АНТЕНИ ІЗ ЦИЛІНДРИЧНИХ ВОДОЗАПОВНЕНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ.....	13
Васін П.О., Черній Д.І. МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЙ З РУХОМИМИ КРИЛАМИ.....	15
Виноградський П.М., Юрченко Н.Ф. АЛГОРИТМ ОБЧИСЛЕННЯ ПАРАМЕТРІВ АТМОСФЕРИ В АЕРОДИНАМІЧНИЙ ТРУБІ ЛАБОРАТОРІЇ СУЧАСНОЇ АЕРОДИНАМІКИ ІГМ. ВПЛИВ ІНСТРУМЕНТАЛЬНИХ ПОХИБОК НА ТОЧНІСТЬ ВИМІРЮВАНЬ.....	17
<b>Власенко Ю.Д.,</b> Семененко В.М., Савченко Г.Ю., Наумова О.І. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ МОДЕЛЕЙ, ЩО ПРОНИКАЮТЬ У ВОДУ ПІД МАЛИМИ КУТАМИ ДО ВІЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ.....	19
Воропаєв Г. О., Сірош О. О. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ОБТІКАННЯ ПРОФІЛЮ КРИЛА ПОБЛИЗУ ЕКРАНУ.....	21
Воропаєв Г.О., Філонов В. В., Коваленко О.В. ОЦІНКА ВИКИДУ ВИБУХОНЕБЕЗПЕЧНИХ ГАЗІВ У НИЖНІ ШАРИ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ.....	23
Воскобійник В.А., Бойко В.В., Воскобойник О.А., Ган А.Л., Пасічник А.М. ВПЛИВ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ НА ЛЮДСЬКИЙ ОРГАНІЗМ.....	25
Воскобійник В.А., Воскобійник А.В., Островерх Б.М., Потапенко Л.С. ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ МАТЕМАТИЧНОГО ТА ФІЗИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З УКОСАМИ ОГОРОДЖУВАЛЬНОЇ ДАМБИ.....	27
Воскобійник В.А., Воскобойник О.А., Махаммедов Ж.К., Харченко А.Г., Воскобійник А.В., Романенко П.Ю., Полосухіна О.В. ВІБРОАКУСТИЧНА ДІАГНОСТИКА МІСЦЬ ПРОТІКАНЬ ЗАЛІЗНИЧНИХ ТУНЕЛЕЙ.....	29
Воскобойник О.А., Воскобійник В.А., Харченко А.Г., Воскобійник А.В., Нікітін І.А., Соколовський Г.П. ЗАХИСТ МОРСЬКОГО УЗБЕРЕЖЖЯ ПРОНИКНИМИ ВЕРТИКАЛЬНИМИ СТІНКАМИ.....	31
Грінченко В. Т., Маципура В. Т. МЕТОДИЧНІ ПРОБЛЕМИ ВИКОРИСТАННЯ КОМП'ЮТЕРА В МЕХАНІЦІ.....	33
Димитрієва Н. Ф., Сідько М. І., Бістрова М. О., Білоус Д.А., Ткач В.С. РОЗРАХУНОК НЕСТАЦІОНАРНОЇ ВИХРОВОЇ ТЕЧІЇ В НАПІВЦИЛІНДРИЧНОМУ ЗАГЛИБЛЕННІ.....	35
Довгий С. О., Буланчук Г. Г., Буланчук О.М. ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ МОДЕЛЮВАННІ ОБТІКАННЯ ПЛАСТИНИ З ВИКОРИСТАННЯМ ГРАФІЧНИХ ПРОЦЕСОРІВ.....	37
Довгий С.О., Моїсєєнко С.В., Редчиць Д.О., Тучина У.М. МОДЕЛЮВАННЯ ЛАМІНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДУ В ЗАДАЧАХ ЗОВНІШНЬОЇ АЕРОДИНАМІКИ.....	39

Колпаков В.А., Черній Д.І., Ванін В.А. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ЗАДАЧІ КОШИ-ПУАСОНА.....	41
Константінов О.В. УЗАГАЛЬНЕННЯ ЗАДАЧІ ФАРАДЕЯ ПРО ПАРАМЕТРИЧНІ КОЛИВАННЯ РІДИНИ З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ ПІД ДІЄЮ ВЕРТИКАЛЬНОЇ СИЛИ.....	43
Коробов В.І. ІНТЕГРАЛЬНІ ГІДРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧІЇ ПРИ НАЯВНОСТІ ВИХОРИВ, ГЕНЕРОВАНИХ СИСТЕМОЮ ЛУНОК.....	45
Краснопольська Т.С., Печук В.Д. ХРЕСТОПОДІБНІ ХВИЛІ У ПРЯМОКУТНИХ БАСЕЙНАХ СКІНЧЕННИХ РОЗМІРІВ.....	47
Лимарченко О.С. ОСОБЛИВОСТІ КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ЗАДАЧ ДИНАМІКИ РІДИНИ З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ В РЕЗЕРВУАРАХ..	49
Лук'янов П.В., Душеба О.В. РОЗРАХУНОК ШУМУ ЛОПАТИ КВАДРОКОПТЕРА ТА ПОРІВНЯННЯ ЙОГО З ЕКСПЕРИМЕНТОМ.....	51
Макаренкова А.А. КОМП'ЮТЕРНА ДИСТАНЦІЙНА АУСКУЛЬТАЦІЯ СИСТЕМ ЖИТТЄДІЯЛЬНОСТІ ЛЮДИНИ.....	53
Мороз В.В, Кочін В.О. ВИЗНАЧЕННЯ ОСАДКИ, ДИФЕРЕНТА ТА ШВИДКОСТІ МОДЕЛІ СУДНА ФОТОГРАМЕТРИЧНИМ МЕТОДОМ.....	54
Мороз В.В. Кочін В.О., Турик В.М. СТАТИСТИЧНА ОЦІНКА ОСОБЛИВОСТЕЙ РЕАКЦІЇ СТРУКТУРИ ЗАКРУЧЕНОГО ВИХІДНОГО ПОТОКУ КАМЕРИ ЗМІШУВАННЯ НА ЗМІНУ ЇЇ КОНСТРУКТИВНИХ ПАРАМЕТРІВ.....	56
Нестерук І. Г. ОПТИМАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЕЗПЛОТНИХ АПАРАТІВ ВЕЛИКОЇ ДАЛЬНОСТІ.....	58
Оверко В.С. ВПЛИВ НЕНЬЮТОНІВСЬКИХ ЕФЕКТІВ НА СТАБІЛІЗУЮЧИЙ ХАРАКТЕР АОРТОПОДІБНОЇ ЗВИВИСТОСТІ В АРТЕРІАЛЬНОЇ СИСТЕМІ ЛЮДИНИ.....	60
Островерх Б.М. ОЦІНКА ХАРАКТЕРУ ВИТОКУ МАСИ ЗРІДЖЕНОГО ГАЗУ ПІСЛЯ РОЗРИВУ ТРУБОПРОВОДУ.....	62
Островерх Б.Н., Потапенко Л.С. ОЦІНКА ЕФЕКТИВНОСТІ РОЗТАШУВАННЯ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ХВИЛЬОВОЇ ЕНЕРГІЇ НА ГОРИЗОНТАЛЬНІЙ ЗАНУРЕНІЙ ПЛАТФОРМІ.....	64
Польовий О.Б., Редчиць Д.О. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОСТОРОВИХ ТУРБУЛЕНТНИХ ВІДРИВНИХ ТЕЧІЙ У НАДЗВУКОВИХ ПОВІТРОЗАБІРНИКАХ.....	66
Пилипченко І.Ю., Черній Д.І. МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЇ ПРИ НАЯВНОСТІ НАСАДКА БРІГГСА-ФОРТА.....	68
Розумнюк Н.В. ВПЛИВ ГЕОМЕТРІЇ ЛУНКИ НА ЇЇ ОПІР.....	70
Савицький О. А. ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ҐРУНТОВИХ ОСНОВ СПОРУД.....	72
Сохацький А.В, Дреус А.Ю ПРОБЛЕМИ МОДЕЛЮВАННЯ АЕРОДИНАМІКИ БПЛА ПОБЛИЗУ ВОДНОЇ ПОВЕРХНІ.....	74
Філонов В. В., Коваленко О.В., Філонова Ю.С., Федоров Д.О. РОЗРАХУНОК ЛОКАЛЬНОГО СТАЦІОНАРНОГО ТЕПЛООВОГО СТАНУ ПГВ-1000 НА НОМІНАЛЬНОМУ РІВНІ ТЕПЛОВОЇ ПОТУЖНОСТІ.....	76
Філонов В. В., Федоров Д.О., Філонова Ю.С., Коваленко О.В. РОЗРАХУНКОВИЙ АНАЛІЗ ПІЗНЬОЇ ФАЗИ ВНУТРІШНЬО КОРПУСНОЇ СТАДІЇ ВАЖКОЇ АВАРІЇ ДЛЯ КОНЦЕПЦІЇ SCW-SMR З ГОРИЗОНТАЛЬНИМ РОЗТАШУВАННЯМ ТВЗ АКТИВНОЇ ЗОНИ.....	78

Філонов В. В., Філонова Ю.С., Федоров Д.О. ДИФЕРЕНЦІЙНИЙ МЕТОД ПРОГНОЗУВАННЯ РЕЖИМІВ ПОГІРШЕНОГО ТЕПЛООБМІНУ У ТЕПЛОВИДІЛЬНИХ КАНАЛАХ З НАДКРИТИЧНИМИ ПАРАМЕТРАМИ.....	80
Шеховцов О. В. ПРИЧИНИ НЕПОРОЗУМІНЬ ПРИ ПОЯСНЕННІ ПРИРОДИ ПІДЙОМНОЇ СИЛИ КРИЛА ТЕОРЕМОЮ БЕРНУЛЛІ.....	82
Bodnár T., Fraunié Ph. NUMERICAL SIMULATIONS OF 2D FLOWS USING MODIFIED MASS DIFFUSIVE MODEL.....	84
Caggio M., Schiavon M., Tampieri F., Bodnár T. SECOND ORDER MODEL FOR STABLY STRATIFIED TURBULENCE.....	86
Chaoqun Liu LIUTEX – THE THIRD GENERATION OF VORTEX DEFINITION AND IDENTIFICATION.....	87
Dimitrieva N. F. VORTEX STRUCTURE IN VENTILATED CAVITY.....	89
Fabisiak J., Gepner S. INVESTIGATING SPECTRAL PROPERTIES OF THE ADVECTION DIFFUSION OPERATOR FOR MEASURING EFFICIENCY OF MIXING PROTOCOLS.....	91
Fraunié Ph. INSTABILITIES AS DRIVING PROCESSES IN THE OCEAN SURFACE.....	93
Gepner S.W., Kawahara G. WHISPERS OF ORDER AMIDST THE TURBULENT STORM. INVARIANT STATES AND QUIESCENT INTERLUDES IN TURBULENT SQUARE DUCT FLOW.....	94
Gorban I.M. FLOW CONTROL FOR A 2D RECTANGULAR PRISM BY CHANGING ITS UPSTREAM TOPOLOGY.....	96
Gorokhovskii M., Barge A. TURBULENT DRAG OF A SOLID PARTICLE LARGER THAN THE KOLMOGOROV LENGTHSCALE.....	98
Jagodzińska I., Olszański B., Gumowski K., Kubacki S. EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY OF FLOW THROUGH A TRANSONIC LINEAR TURBINE CASCADE.....	100
Koval S. O., Dimitrieva N. F., Krivonog O. I., Fadeichev V. V., Romanenko P. Y. INVESTIGATION OF TRANSIENT TWO-PHASE FLOWS FOR AIRLIFT PUMPS.....	102
Kovalets K., Maderich V., Brovchenko I. SIMPLE SOLUTIONS TO THE EQUATIONS FOR SINKING PARTICULATE ORGANIC MATTER.....	104
Lehen L.V., Lobunko O.P. COMPUTER HYDROGASDYNAMICS AND THERMODYNAMICS IN ANSYS PACKAGE (STUDENT).....	105
Lukianov P., Pavlova K. USE OF SELF-SIMILARITY TO DETERMINE THE INITIAL DISTRIBUTIONS OF THE UNKNOWN VALUES ON THE EXAMPLE OF THE FLOW- STRUCTURE INTERACTION PROBLEM.....	107
Lukianov P., Song L. PRESSURE FIELD DISTRIBUTION IN INCOMPRESSIBLE FLOW DEVELOPMENT REGION OF LAMINAR BOUNDARY LAYER.....	109
Nowakowski A. F. RECOVERING DYNAMIC PROPERTIES FROM VELOCITY-VORTICITY SOLUTION OF NAVIER-STOKES EQUATIONS.....	111
Rudnitskii A.G., Rudnytska M.A., Tkachenko L.V. ACCELERATION ALGORITHMS FOR OPTOACOUSTIC IMAGE ENHANCEMENT.....	112
Semenov Y.A., Savchenko, Y.N., Savchenko, G.Y. INTEGRAL FORMULAE FOR SOLVING FREE-BOUNDARY FLOWS.....	114
Serebryakov V. V. SUPERCAVITATION IN SUB- AND SUPERSONIC FLOWS..	116
Shkvar Ye., Kandume J., Islam M., Kryzhanovskiy A. PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY AND NUMERICAL SIMULATION OF COMBINED FLOW	

CONTROL TECHNIQUES BY DIMPLES, BLOWING, SYNTHETIC JETS AND LEADING EDGE TUBERCLES.....	118
Sibgatullin I., Fraunié P. INTERNAL/INERTIAL WAVES TURBULENCE IN BOUNDED DOMAINS IN LABORATORY AND SIMULATIONS.....	119
Telyma S.V., Diatel O.O. NUMERICAL MODELING OF THE MASS TRANSFER PROCESSES IN THE BIOFILM AT WASTE WATER TREATMENT IN THE BIOREACTORS.....	120
Voropaiev G., Zagumennyi Ya. NUMERICAL SIMULATION OF UNSTEADY DETONATION WAVE FORMATION IN A PROFILED CHANNEL.....	122
Yurchenko N. F. DEVELOPMENT OF ENERGY-EFFICIENT FLOW CONTROL AND ITS ENGINEERING REALIZATIONS.....	124



## МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЇ НАВКОЛО СИСТЕМ ПРОФІЛІВ

Айтуганов Д.М.<sup>1</sup>, Черній Д.І.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка  
Україна, Київ, aituganov03@gmail.com

Представлено результати досліджень взаємодії системи профільованих несучих поверхонь з набігаючим потоком. Моделюється формування вихрових структур та їх динамічний вплив на локальні елементи профілів крила літака АН-124. Виявлено закономірності появи зон зі зниженим тиском поблизу передньої кромки крила під час зміни кута атаки відносно набігаючого потоку (рис. 1.1). У вигляді епюр показано розподіл нормальної сили по поверхні профілю крила (рис. 1.2). Для моделювання використано обчислювальну технологію, що ґрунтується на дискретизації сингулярних інтегралів і застосуванні впорядкованої системи дискретних особливостей. Метод і алгоритм реалізовано мовою програмування Python.

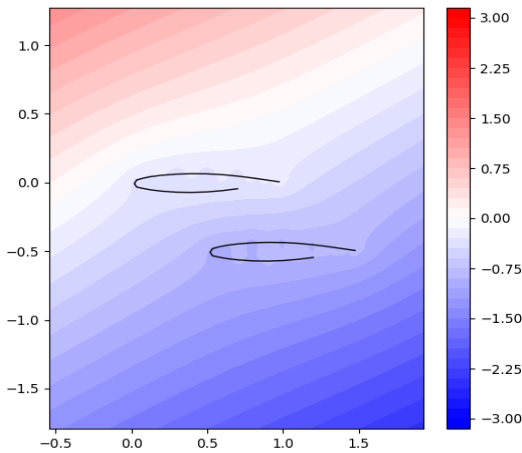


Рис 1.1

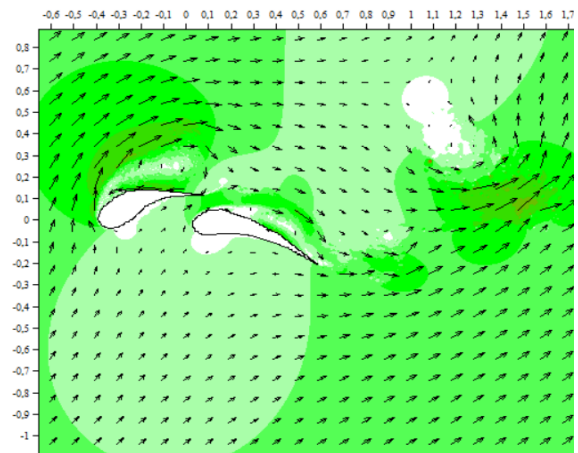


Рис 1.2

### Перелік посилань

1. Dovgiy S. O. Algorithms of the Discrete Singularity Method for Computing Technologies/ Dovgiy S. O., Lyashko S. I., Cherniy D. I. // Cybernetics and Systems Analysis. – 2017. – Vol. 53, 6. – P. 950-962.
2. Milton Van Dyke An Album of Fluid Moution. - California, Stanford: "The Parabolic press"-1983,184pp.
3. [https://probability.knu.ua/shv2024/ShV\\_2024.pdf](https://probability.knu.ua/shv2024/ShV_2024.pdf)

## **ЧИСЕЛЬНЕ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ АЕРОДИНАМІЧНОГО ШУМУ ПРОФІЛЮ НАСА0012**

Алексєенко С.В.<sup>1</sup>, Накашидзе Л.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний технічний університет «Дніпровська політехніка»,  
Дніпро, alexeyenko\_sv@ukr.net

<sup>2</sup>Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара,  
Дніпро, foton\_dnu@ukr.net

У сучасному світі все більше уваги приділяється вирішенню екологічних проблем, зокрема, розробці та впровадженню технологій зниження негативного впливу промислового шумового забруднення на довкілля. Одним із найбільш поширених джерел шумового забруднення є аеродинамічний шум, який створюється потоком повітря при обтіканні конструктивних елементів технічних пристроїв. Такий шум, наприклад, виникає під час роботи високошвидкісних транспортних засобів, літаків, промислового обладнання, вітроенергетичних установок.

Шум обтічних тіл, які часто мають форму аеродинамічних профілів, виникає внаслідок взаємодії поверхні такого тіла з турбулентними структурами різних масштабів, що утворюються як у примежовому шарі, так і у ближньому полі повітряного потоку. Можна виділити кілька механізмів утворення такого шуму [1]: за рахунок взаємодії із задньою кромкою профілю, який обтікається під невеликими кутами атаки, або структур дрібних вихорів турбулентного примежового шару, або хвиль нестабільності, що утворюються при ламінарному обтіканні, або вихрових структур, що виникають за «відривною бульбашкою», яка утворилася, і послідовно сходять з обтічної поверхні, в перехідному режимі обтікання; за рахунок взаємодії великих вихрових структур, що утворюються при зриві потоку з профілю, із задньою кромкою або поверхнею профілю в цілому, залежно від розміру вихрових структур, що утворюються.

Крім того, за частотним розподілом акустичних коливань, для режимів течії навколо профілів з числами Рейнольдса від низьких до помірних, аеродинамічний шум можна розділити на широкосмуговий та тональний [2].

У той час як широкосмуговий шум характеризується відносно рівномірним розподілом звука в діапазоні частот, тональний шум відрізняється більшою інтенсивністю у вузькому діапазоні частот, який може переважати над загальним широкосмуговим фоном, досягаючи різниці до декількох десятків дБ [3]. Такий шум може виникати, наприклад, при обтіканні турбулентних профілів з притупленою задньою кромкою, у разі виникнення відриву потоку, який супроводжується викидом великих вихрових структур у слід, а також при обтіканні перехідних профілів.

Основна увага в роботі приділена вивченню тонального аеродинамічного шуму, проведено чисельні та експериментальні дослідження акустичних характеристик профілю НАСА0012.

Чисельне моделювання було виконано із використанням підходу прямого акустичного моделювання на основі розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса та моделі турбулентності LES. Отримані чисельні результати було порівняно із даними експериментальних досліджень, проведених в безлунній камері на експериментальній установці, яка дозволяє моделювати обертальний рух сегменту моделі лопаті вітрового агрегату. Виконано порівняння розрахункових та отриманих експериментальним шляхом частотних спектрів звукових коливань для точки, що розташована над задньою кромкою профіля на відстані довжині хорди.

Отримані результати продемонстрували кореляцію між чисельними розрахунками і експериментальними вимірюваннями основної тональної сигнатури, яка спостерігалась

на частоті 1200 Гц. Також в цілому продемонстрували досить добру кореляцію як широкосмугові рівні, так і пікові частоти поблизу основного тону.

Результати роботи можуть бути використані при дослідженні фізичних особливостей процесів генерації звуку під час обтікання профілів повітряним потоком, а також при розробці та оцінці методів зниження аеродинамічного шуму.

#### **Перелік посилань**

1. Brooks, T.F., Pope, D.S. and Marcolini, M.A. (1989) Airfoil Self-Noise and Prediction. NASA Reference Publication 1218, National Aeronautics and Space
2. Arcondoulis, E., Doolan, C., Zander, A., and Brooks, L. (2010, December). A review of trailing edge noise generated by airfoils at low to moderate Reynolds numbers. *Acoustics Australia*, vol. 38 (no. 3), pp. 135-139
3. Nash, E. C., Lowson, M. V., McAlpine, A. (1999). Boundary-layer instability noise on aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 382, pp. 27-61

## ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ТЕРМОКЛІНУ ЗАЛЕЖНО ВІД ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ БАКА-ТЕРМОАКУМУЛЯТОРА

Баскова О.О.<sup>1,2</sup>, Рудницька М.О.<sup>1</sup>, Баскова Г.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут гідромеханіки НАН України,  
м. Київ, BaskAleksandra@gmail.com

<sup>2</sup> КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, baskovagv31@gmail.com

Бакі-термоакумулятори для теплоносіїв віднайшли широке застосування на міні-та звичайних ТЕЦ в усьому світі. У години пікових навантажень наявність термоакумулятора дозволяє розвантажити ТЕЦ та загалом підвищити коефіцієнт використання встановленої потужності. Проте, щоб скористатися всіма перевагами відвстановлення термоакумулятора, необхідно досягти мінімального рівня втрат в ньому, тобто мінімізувати товщину термокліну. Товщина термокліну залежить від багатьох факторів, зокрема: від відношення висоти баку до його радіуса [1], конфігурації пристроїв подачі теплоносія [2], напрямку подачі теплоносія [3].

Дана робота зосереджена на впливі радіуса баку та висоти розташування пристрою подачі теплоносія на товщину термокліну. Дослідження проводились в баку об'ємом 12500 м<sup>3</sup> із радіусом, що змінювався в діапазоні  $R = 11 \dots 14$  м. Висота пристрою подачі теплоносія, по відношенню до висоти баку,  $h_0/H = 0,02 \dots 0,04$ ; витрата теплоносія -  $Q \sim 0.5$  м<sup>3</sup>/с. Дослідження проводилось шляхом прямого чисельного моделювання на основі класичної системи рівнянь Нав'є-Стокса, нерозривності та енергії.

Аналіз результатів показав, що на товщину термокліну (рис. 1) радіус баку оказує суттєво менший вплив ніж розташування пристрою подачі теплоносія.

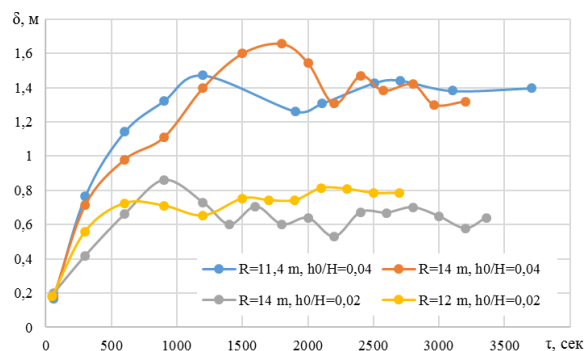


Рис.1. Величина термокліну ( $\delta$ ) в баках акумуляторах різної геометричної конфігурації

Було визначено, що товщина термокліну в момент формування не перевищує двох висот розташування пристрою подачі теплоносія  $2h_0$ . Саме це значення може бути використаним для підсумкової оцінки енергоефективності баку-термоакумулятора.

### Перелік посилань:

1. Al-Marafie A, Moustafa SM, Al-Kandarie A. Factors affecting static stratification of thermal water storage. *Energy Sources* 1989;11:183–99.
2. Dragsted, J., Furbo, S., Dannemand, M., & Bava, F. (2017). Thermal stratification built up in hot water tank with different inlet stratifiers. *Solar Energy*, 147, 414-425. <https://doi.org/10.1016/j.solener.2017.03.008>
3. Piyatida Trinuruk, Papangkorn Jenyongsak and Somchai Wongwises. Comparative Study of Inlet Structure and Obstacle Plate Designs Affecting the Temperature Stratification Characteristics. *Energies*, 15(6), 2032, <https://doi.org/10.3390/en15062032>.

## **ПРО ОСОБЛИВОСТІ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ СКІНЧЕНОЇ АКУСТИЧНОЇ АНТЕНИ ІЗ ЦИЛІНДРИЧНИХ ВОДОЗАПОВНЕНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ**

Басовський В.Г.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, [basovsky@ukr.net](mailto:basovsky@ukr.net)

Підводні електроакустичні перетворювачі для військово-морських і цивільних застосувань повинні працювати на різних глибинах, від кількох метрів до повної глибини океану. На великих глибинах перетворювачі працюють під дуже високим гідростатичним тиском, що може істотно впливати на акустичні характеристики, а також структурну та водонепроникну цілісність останніх. Загальноприйнятним підходом у минулому було використання матеріалів, які можуть витримувати великий гідростатичний тиск. Але це призводить до додаткових складнощів у конструкції. Одним із рішень проблеми глибокого занурення гідроакустичних перетворювачів є циліндричний перетворювач вільного затоплення, в якому гідростатичний тиск однаковий із внутрішньої та зовнішньої сторони. Основою такого перетворювача переважно є радіально поляризоване п'єзокерамічне кільце. З цим перетворювачем пов'язані два основних режими коливальності: радіальний резонанс оболонки та резонанс порожнини стовпа води

Циліндричний водозаповнений перетворювач є спрямованим джерелом звуку навіть із розміром меншим за довжину акустичної хвилі. Перетворювач можна зробити більш спрямованим, якщо розмістити кілька таких перетворювачів уздовж осі, сформувавши антенну решітку. Відомо, що в таких багатоеlementних антенних решітках взаємодія через поле між окремими перетворювачами може бути головним фактором, що визначає параметри та характер хвильового поля. Так у багатоеlementних антенних решітках рівні акустичної енергії, які випромінюють електроакустичні перетворювачі (навіть при однаковій електричній напрузі, що підводиться до них), можуть істотно відрізнятися один від одного. А в деяких несприятливих випадках окремі перетворювачі можуть навіть поглинути енергію із поля, що може бути причиною руйнування їх.

Тому строга постановка задачі про випромінювання звуку антенною решіткою із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів повинна виходити з того факту, що реальні її характеристики визначаються фізичними властивостями перетворювачів, взаємним їх розташуванням, способом підводу енергії та ін. І можуть бути визначені тільки після розв'язання «наскрізної» задачі. Така «наскрізна» задача для антенної решітки передбачає заданими електричні напруги на електродах перетворювачів, а шуканими тиск і коливальну швидкість в акустичному середовищі, а також нормальні коливальні швидкості на поверхнях перетворювачів. Розв'язання «наскрізної» задачі дозволяє ефективно вибирати системи генераторів для створення потрібного розподілу коливальних швидкостей на поверхнях циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів.

Метою доповіді є постановка та розв'язання «наскрізної» задачі про випромінювання звуку шестиелементною антенною решіткою із відкритих циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з фланцями.

Розглянемо антенну решітку із шести співвісних ідентичних циліндричних перетворювачів. Перетворювачі в решітці розташовані впритул без зазорів та жорстко скріплені між собою торцевими фланцями за допомогою болтів. Кожен із шести перетворювачів являє собою водозаповнену конструкцію циліндричного перетворювача, що складається з двох секційованих п'єзокерамічних кілець. Кільця склеєні між собою

торцями через склотекстолітову прокладку та герметизовані компаундом і тонкостінними титановими оболонками.

Активними елементами циліндричних перетворювачів є ідентичні п'єзокерамічні секційовані кільця, які досить тонкі (відношення товщини стінки до середнього радіусу  $\approx 0.095$ ) і низькі (відношення висоти до середнього радіусу  $\approx 0.315$ ). Конструктивно кільця осесиметричні та на електроди всіх активних призм подається однакова електрична напруга. Зазначені особливості дають підставу припустити, що радіальні коливальні швидкості зовнішньої та внутрішньої поверхонь п'єзокерамічного кільця не залежать від осьової та окружної координат і мало відрізняються один від одного, причому цією відмінністю можна знехтувати. Водночас, факт малої висоти п'єзокерамічного кільця щодо його діаметра дозволяє прийняти гіпотезу про слабку зв'язаність радіальних і осьових коливань кільця.

Заливання компаундом системи з двох п'єзокерамічних кілець і подальша їх герметизація внутрішніми та зовнішніми титановими оболонками робить таку систему кілець монолітом. Тому можна вважати, що при однаковій електричній напрузі, що подається на електроди п'єзокерамічних кілець окремого взятого перетворювача, коливальні швидкості останніх рівні незалежно від зовнішнього акустичного навантаження. Зазвичай елементи армування та герметизації перетворювача утворюють єдину коливальну систему з активними елементами перетворювача, що досягається відповідним механічним сполученням.

Конструктивно антенна решітка складається з активних елементів (робочих циліндричних поверхонь перетворювачів) та пасивних елементів кріплення (стійок та фланців тощо). Оскільки діаметр стійок набагато менший ніж довжина випромінюваної решіткою акустичної хвилі (поблизу основного резонансу перетворювачів відношення діаметра стійок до довжини хвилі становить приблизно 0.03), то їхнім впливом на акустичне поле решітки можна знехтувати. Що стосується фланців, то сьогодні у відомій нам літературі немає яких-небудь робіт присвячених кількісним оцінкам впливу таких конструктивних елементів на акустичні властивості відкритих циліндричних перетворювачів. Це пояснюється, насамперед, серйозними математичними труднощами під час постановки відповідної крайової задачі. Тому, враховуючи конструктивну жорсткість фланців, у цьому дослідженні фланці моделюються акустично жорсткими циліндричними вставками між робочими циліндричними поверхнями перетворювачів. Прийmemo, що внутрішній і зовнішній діаметр цих вставок відповідно дорівнюють внутрішньому і зовнішньому діаметру робочої циліндричної поверхні перетворювачів, а висота дорівнює товщині фланця.

Використовуючи метод часткових областей, задача випромінювання звуку антенною решіткою зведена до сингулярного інтегрального рівняння першого роду на скінченному відрізку, що допускає ефективне числове розв'язання з урахуванням локальних особливостей звукового поля. Для аналізу та розрахунку параметрів циліндричного п'єзокерамічного перетворювача, який взагалі є системою з розподіленими параметрами, заміняли його еквівалентним в енергетичному сенсі простим осцилятором. Такий підхід, завдяки припущенням що прийняті вище, дозволяє дуже зручно оцінити ефективність електромеханічного перетворення реального циліндричного п'єзокерамічного перетворювача. Для знаходження еквівалентних значень розподілених параметрів перетворювача (у разі його радіальних коливань, які не залежать від осьових), використовували метод енергетичних еквівалентів.

У доповіді розглядаються два варіанти «наскрізних» задач для антенної решітки: варіант 1, коли на електроди усіх перетворювачів подається однакова електрична напруга і варіант 2, коли на електроди перетворювачів подається різна електрична напруга для вирівнювання коливальної швидкості останніх.

## МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЙ З РУХОМИМИ КРИЛАМИ

Васін П.О.<sup>1</sup>, Черній Д.І.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна,  
[vasinpavlo@gmail.com](mailto:vasinpavlo@gmail.com), [d\\_cherniy@ukr.net](mailto:d_cherniy@ukr.net)

Розглядаються двовимірні течії ідеальної нестисливої рідини навколо системи  $N$  рухомих крил. Враховується, що для вихрових полів виконується формула Стокса:

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

Розв'язком математичної задачі про непроникнення рухомих границь  $L_k(t) = L_{dk} + L_{vk}$  у області  $D^+(t)$  маємо математичну модель, яка має інтегральне представлення (з параметричною залежністю від  $t$ ):

$$\Phi(z, t) = \phi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \overline{U_{\infty}}z + \sum_k \left( \frac{1}{2\pi i} \int_{L_{dk}(t)} f(\omega, t) \ln(z - \omega) d\omega + \frac{1}{2\pi i} \int_{L_{vk}(t)} f(\omega, t) \ln(z - \omega) d\omega \right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \bar{V}(z, t) = u(x, y, t) - iv(x, y, t) &= \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} = \\ &= \overline{U_{\infty}} + \sum_k \left( \frac{1}{2\pi i} \int_{L_{dk}(t)} \frac{f(\omega, t)}{(z - \omega)} d\omega + \frac{1}{2\pi i} \int_{L_{vk}(t)} \frac{f(\omega, t)}{(z - \omega)} d\omega \right), \end{aligned} \quad (3)$$

де  $k$  – індекс границі.

Математична модель у вигляді інтегрального представлення (2), (3) визначається підінтегральною функцією та формою границі – контурів  $L_k(t) = L_{dk}(t) + L_{vk}(t)$  на яких вона визначена. Для знаходження підінтегральної функції та кінематики рухомої границі потрібно задовольнити краєві умови [1], на відповідних елементах границі  $L_k(t)$ .

Краєві умови та задача Коші [1] зводиться к системі інтегрально-диференціальних рівнянь, які повинні розв'язуватись одночасно.

На основі математичної моделі будується її дискретизація [1].

За допомогою дискретизованої математичної моделі та лабораторного експерименту (Рис. 1)[2] проводиться їх порівняння.



Рис. 1. Лабораторний експеримент [2]

Приклади порівняння результатів математичного моделювання та лабораторного експерименту для різної кількості крил та при різних режимах на (Рис. 2-5).



Рис. 2. Коливання одного крила

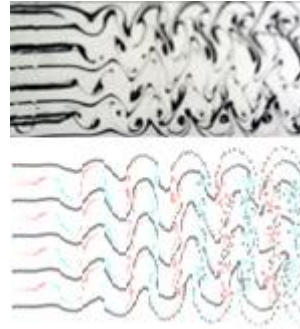


Рис. 3. Синфазне коливання чотирьох крил

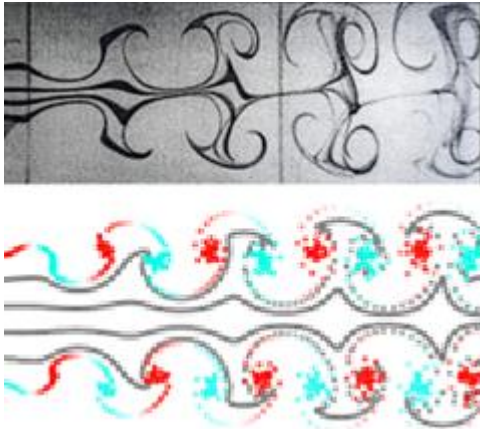


Рис. 4. Протифазне коливання двох крил

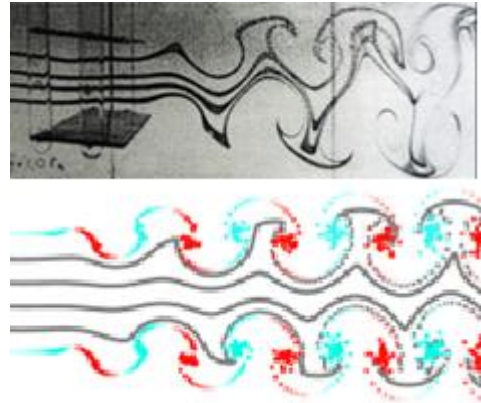


Рис. 5. Синфазне коливання двох крил

**Перелік посилань:**

1. Довгий С.А., Лифанов И.К., Черний Д.И. Метод сингулярних інтегральних рівнянь і чисельні технології. -К.: Видавництво «Юстон» 2016, 380с.
2. Довгий С.А. Аерогідродинаміка рухомих крил. – Київ: ООО «Видавництво «Юстон», 2016, 276 с.
3. Васин П.А., Черний Д.И. Моделирование трехмерной вихревой структуры. // Компьютерная математика. 2018, №1, с. 9-16



## АЛГОРИТМ ОБЧИСЛЕННЯ ПАРАМЕТРІВ АТМОСФЕРИ В АЕРОДИНАМІЧНИЙ ТРУБІ ЛАБОРАТОРІЇ СУЧАСНОЇ АЕРОДИНАМІКИ ІГМ. ВПЛИВ ІНСТРУМЕНТАЛЬНИХ ПОХИБОК НА ТОЧНІСТЬ ВИМІРЮВАНЬ

Виноградський П.М.<sup>1</sup> Юрченко Н.Ф.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ІГМ НАНУ, Київ, Україна, [pavlo.vynogradskyy@gmail.com](mailto:pavlo.vynogradskyy@gmail.com)

<sup>2</sup> ІГМ НАНУ, Київ, Україна, [Nina.Yurchenko@gmail.com](mailto:Nina.Yurchenko@gmail.com)

Підвищення точності вимірювань при експериментах в аеродинамічних трубах є постійною задачею метрологічного забезпечення експерименту. Розглянуто алгоритм обчислення параметрів атмосфери по значеннях барометричного тиску, температури та відносної вологості, виміряних метеостанцією «Тропосфера-Г» в Лабораторії сучасної аеродинаміки Відділу моделювання гідротермічних процесів ІГМ НАНУ.

При атестації аеродинамічної труби одним з основних параметрів є вимірювання поля швидкісних напорів, яке здійснюється за допомогою давачів тиску. В свою чергу, давачі тиску калібруються з використанням компенсаційного рідинного манометра МКВ-250, тому важливим є аналіз та адаптація методики його застосування з урахуванням прискорення вільного падіння в місці проведення калібрування.

Розрахунок номінальних параметрів атмосфери – щільності повітря, динамічної та кінематичної в'язкості – проводиться на підставі рівняння стану класичного ідеального газу, реалізованого у підпрограмі програмного комплексу проведення аеродинамічного експерименту, написаний в середовищі "MATLAB".

Газові сталі сухого повітря  $R_c$  та пари  $R_{II}$  можуть бути визначені за формулами

$$R_c = \frac{R}{\mu_c} = \frac{8314.46261815}{28.964420} = 287.05779774, \quad R_{II} = \frac{8314.46261815}{18.0152833} = 461.52272377 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \quad (1)$$

Щільність сухого повітря  $\rho_c$  в  $\text{кг}/\text{м}^3$  можна визначити з рівняння Клапейрона. Для нормальних умов:  $P_c = 101325 \text{ Па}$  і  $T_c = 15^\circ \text{C} = 288.15 \text{ К}$

$$\rho_c = \frac{P_c}{R_c \cdot T_c} = \frac{101325}{287.05779774 \cdot 288.15} = 1.22497899 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \quad (2)$$

Насичуюча пружність водяної пари над поверхнею чистої води при температурі від 0 до 200°C обчислюється за рівнянням (3):

$$\ln(P_{II}) = C_8/T + C_9 + C_{10}T + C_{11}T^2 + C_{12}T^3 + C_{13} \ln T, \quad (3)$$

де значення коефіцієнтів описане в [1].

Для виміряного значення відносної вологості обчислюється парціальний тиск та щільність водяної пари, а також маса сухого повітря. За значенням парціального тиску сухого повітря та виміряним значенням температури обчислюється маса сухого повітря в  $1 \text{ м}^3$ , що чисельно дорівнює щільності. Оскільки пара і повітря займають той самий об'єм, сумарна маса пароповітряної суміші дорівнює сумі мас пари і повітря в  $1 \text{ м}^3$  і чисельно дорівнює сумі щільностей. Динамічна в'язкість обчислюється за формулою Сазерленда, а кінематична – діленням на обчислену щільність вологого повітря.

Перевірка впливу похибок проводилася шляхом обчислення «в лоб» значень похибки швидкісного напору та швидкості від похибки щільності при вихідних значеннях барометричного тиску  $P_6 = 720 - 770 \text{ мм рт. ст.}$ , температури  $t = 4 - 30 \text{ C}$  та відносної вологості  $J = 10, 50$  та 90%.

Відносна похибка щільності  $\varepsilon_\rho$  визначалась для сумарного максимального найгіршого випадку (всі відхилення максимальні та направлені в один бік) та для середньоквадратичного відхилення факторів. Остання обчислювалася за формулою

$$\varepsilon_\rho = \sqrt{\varepsilon_B^2 + \varepsilon_T^2 + \varepsilon_J^2}, \quad (4)$$

де  $\varepsilon_B$ ,  $\varepsilon_T$  та  $\varepsilon_J$  - відносні похибки визначення барометричного тиску, температури на вологості відповідно.

Похибка швидкості також визначалась для сумарного найгіршого випадку та для середньоквадратичного відхилення факторів. Відносна похибка  $\varepsilon_{V(\rho)}$  визначення швидкості потоку обчислювалася безпосередньо як розбіжність швидкості, обчисленої за номінальними значеннями параметрів атмосфери та параметрами з похибками:

$$\varepsilon_{V(\rho)} = 100 \cdot \left[ 1 - \sqrt{(\rho + \Delta\rho)/\rho} \right], \quad (5)$$

де  $\rho$  - щільність повітря при номінальних значеннях параметрів,  $\rho + \Delta\rho$  - щільність, розрахована за даними з урахуванням похибки. Результати розрахунку похибок наведено у таблиці.

Похибки щільності та швидкості, зумовлені похибками вимірювання параметрів атмосфери

Параметр	Нормована похибка приладу	Одиниці вимірювання	Відносна похибка щільності $\Delta\rho$ , %	Відносна похибка швидкості $\varepsilon_V$ , %
Атмосферний тиск	$\pm 0.75 / 1.0$	мм рт. ст. (гПа)	0.10	0.050
Температура	$\pm 0.5$	°C	0.18	0.092
Відносна вологість	$\pm 3.0$	%	0.02	0.010
Сумарна найгірша	-	%	0.30	0.14
Середньоквадратична	-	%	0.17	0.09

Як видно з таблиці, найбільше на похибку вимірювання щільності впливає похибка вимірювання температури. Датчик температури з меншою похибкою забезпечить більш точні вимірювання. Похибка вимірювання відносної вологості не впливає на похибку щільності та швидкості.

Використання замість встановленої метеостанції «Тропосфера-G» більш точної модифікації «Тропосфера-D» з похибками барометричного тиску  $\pm 0.3$  гПа/0.2 мм рт.ст., температури  $\pm 0.1$ °C та відносної вологості  $\pm 2.0\%$  зменшити середньоквадратичну похибку у понад три рази з 0.17% до 0.05% при приблизно рівних похибках, обумовлених барометричним тиском і температурою, і значимою похибкою вологості. Це співставне з інструментальними похибками системи вимірювання швидкісного напору.

### Перелік посилань

1. <http://um.co.ua/2/2-4/2-45873.html>
2. П.В. Новицкий, И.А. Зограф. Оценка погрешностей результатов измерений.— Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1985.— 248 с.

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ МОДЕЛЕЙ, ЩО ПРОНИКАЮТЬ У ВОДУ ПІД МАЛИМИ КУТАМИ ДО ВІЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ

Власенко Ю.Д., Семененко В.М., Савченко Г.Ю., Наумова О.І.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ. E-mail: [vnsvns60@gmail.com](mailto:vnsvns60@gmail.com)

**1. Об'єкт дослідження.** Розглядаються гідродинамічні процеси, що протікають при перетині моделями вільної поверхні води та подальшому проникненні моделей у воду під малим кутом до горизонту. У процесі проникнення за моделлю з кавітатором розвивається каверна, наповнена атмосферним повітрям.

Досвід показує, що траєкторія моделей після входу у воду часто сильно відрізняється від прямолінійної, особливо у випадку малих кутів входу (аж до рикошету). У низці сучасних робіт (див. наприклад [1]) цей феномен називається "нестійкістю похилого входу у воду". Однак насправді він ніяк не пов'язаний із стійкістю руху, а повністю визначається дією гідродинамічних сил, що виникають при замиві корпусу моделі на початковому етапі проникнення.

Метою даної роботи є проведення експериментальних досліджень динаміки вільно-літаючих моделей, що проникають у воду під малими кутами до вільної поверхні, та уточнення методики її комп'ютерного моделювання.

**2. Експериментальна установка.** Використовувалася модифікована експериментальна установка на основі пневматичної катапульти [2]. Якщо в [2] кавітатор жорстко кріпився на кінці штока катапульти, то в даному варіанті на кінець штока вільно насаджується модель. При виході штока зі ствола він різко гальмується, при цьому модель сходить зі штока і продовжує рух за інерцією. Процес проникнення моделі у воду реєструється за допомогою світлової панелі та швидкісної відеокамери (швидкість зйомки 1000 кадр/с). В основній серії випробувань використовувалася модель довжиною  $L = 200$  мм, масою  $m = 0.3$  кг, з дисковим кавітатором діаметром  $D_n = 17$  мм. Випробування проводилися при швидкості входу моделей у воду  $V_0 = 10-20$  м/с при кутах входу  $\gamma = 15^\circ, 10^\circ, 5^\circ$ . Моделі вистрілюються в канал глибиною  $H = 0.34$  м, обладнаний уловлюючим пристроєм.

**3. Результати випробувань.** Проведені випробування показали, що на цій установці з ряду причин важко витримувати значення початкових параметрів при вході моделі у воду – кут атаки моделі  $\alpha$  та кутову швидкість моделі відносно центру мас  $\omega_z$ . На даному етапі роботи вони дозволяють проводити якісний аналіз процесів, що відбуваються. Так, було виділено чотири типи динамічної поведінки моделей залежно від початкових умов: 1) проникнення вздовж прямолінійної траєкторії; 2) проникнення з відхиленням траєкторії; 3) глибинний рикошет; 4) перекидання моделі. На Рис. 1 наведено приклади кадрів отриманих кінограм. Показано, що після досягнення моделлю дна каналу каверна продовжує розвиватися згідно з принципом незалежності розширення перерізів каверни Г.В.Логвиновича (ПНРПК), зокрема, відбувається її глибинне змикання.

**4. Модифікація комп'ютерної програми DIVE.** На основі ПНРПК нами розроблена програма **DIVE**, при виконанні якої можна спостерігати на екрані комп'ютера процеси еволюції каверни при вході у воду під довільними кутами як у потоковій, так і у фіксованій системі координат (як при зйомці нерухомою відеокамерою). У порівнянні з [3] в програмі додано блок обчислення поперечних сил при замиві корпусу моделі в процесі проходження поверхні води, а також поліпшено графічне відображення результатів розрахунку в початковий період проникнення. Проведені розрахунки показали, що варіюючи початкові параметри  $\gamma, \alpha, \omega_z$  за допомогою

програми **DIVE** можна успішно моделювати перші три типи динаміки моделей при вході у воду під малими кутами (див. вище). Показано, що явища поверхневого рикошету моделі можна очікувати, якщо модель спочатку торкається поверхні води не кромкою кавітатора, а ділянкою корпусу. Зокрема, для даної моделі і незбуреного входу у воду отримано оцінку  $\gamma \leq 6.5^\circ$ . На Рис. 2 наведено приклади скріншотів, які були отримані при роботі програми **DIVE** для тієї ж моделі.

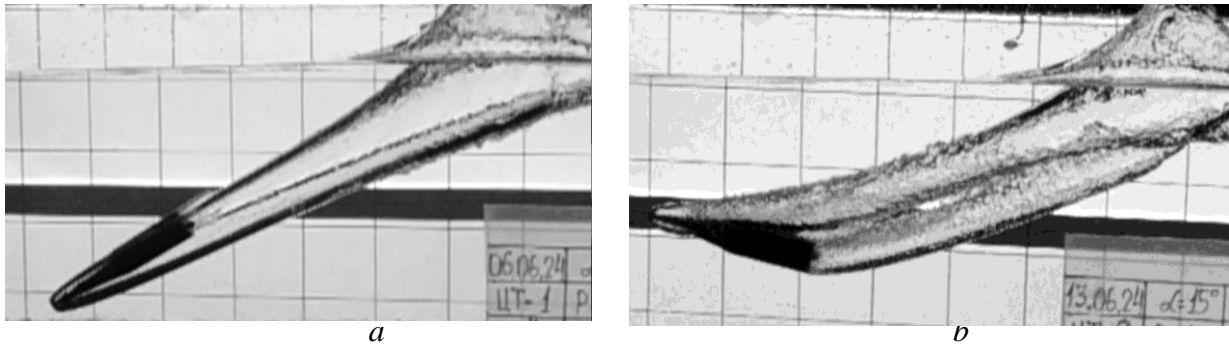


Рис. 1. Приклади кадрів кінограм випробувань ( $\gamma = 15^\circ$ ):  
 a – відхилення траєкторії; b – перекидання моделі

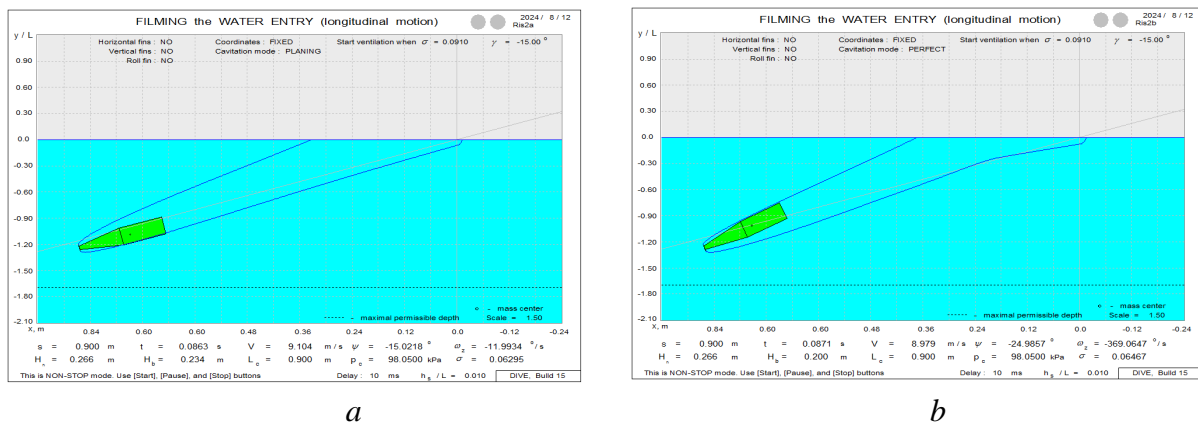


Рис. 2. Приклади скріншотів при роботі програми **DIVE** ( $V_0 = 12$  м/с,  $\gamma = 15^\circ$ ):  
 a – незбурений вхід у воду ( $\alpha = 0^\circ$ ,  $\omega_z = 0^\circ$ ),  
 b – відхилення траєкторії ( $\alpha = 2^\circ$ ,  $\omega_z = 500^\circ$ )

### Перелік посилань:

1. Zhuoyue Li, Haibao Hu, Chao Wang, Zhongliang Xie, Xiaopeng Chen, Zhiming Yuan, Peng Du, Hydrodynamics and stability of oblique water entry in waves, Ocean Engineering, Volume 292, 2024, <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2023.116506>.
2. Savchenko Yu.N., Semenov Yu.A., Vlasenko Yu.D., and Savchenko G.Yu. Water entry of a disk at small angles to a free surface. – Матеріали XI Всеукраїнської науково-технічної конференції з міжнародною участю “Підводна техніка і технологія”, 09 –10 грудня 2021 р., м. Миколаїв, С. 3–9.
3. Семененко В.М., Власенко Ю.Д., Наумова О.І. Комп'ютерне моделювання процесів проникнення тел у воду і виходу суперкавітуючих тіл з води. – Матеріали VIII Міжнародної науково-практичної конференції “Комп'ютерна гідромеханіка”, 27–28 вересня 2022 р., м. Київ, С. 74–75.

## ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ОБТІКАННЯ ПРОФІЛЮ КРИЛА ПОБЛИЗУ ЕКРАНУ

Воропасєв Г. О., Сірош О. О.  
Інститут гідромеханіки НАН України

Крило, як елемент будь-якого технічного пристрою, що забезпечує не тільки підйомну силу, а й силу тяги, залежно від профілю крила та його форми в плані режиму руху, досконало вивчено в широкому діапазоні чисел Рейнольдса. Для стаціонарних рухів є велика кількість атласів аеродинамічних характеристик [1], в яких можна знайти експериментальні дані коефіцієнтів опору, підйомної сили, моментів для різних кутів атаки усіляких крил при різних подовженнях. Однак на закритичних кутах атаки під час відривного обтікання профілів течія стає нестационарною, і амплітуда коливань коефіцієнтів може сягати значень відповідних коефіцієнтів, що ускладнює процес конструювання технічних пристроїв або обмежує умови їхньої експлуатації. Особливо це критично за близької відстані до екрана, вздовж якого рухається технічний пристрій, бо зміна і сили опору, і підйомної сили призводить до осцилюючої траєкторії руху апарату, і вочевидь, що для безпечного руху пристрою вздовж екрана, амплітуда коливань його траєкторії повинна бути меншою за відстань до екрана.

Цей факт суттєво обмежує застосування ефекту екрана при створенні технічних пристроїв, орієнтованих на рух вздовж екрана на відстані, що не перевищує 10-20% довжини хорди крила ( $c$ ), за якої підйомна сила крила зростає в 1.5-2 рази за незначного зростання опору, а на відстанях від екрана, що становлять 3-5% довжини хорди, опір і зовсім зменшується порівняно з його максимумом, що суттєво підвищує коефіцієнт якості профілю при  $h/c \rightarrow 0$ .

Для визначення оптимальної (з максимальним коефіцієнтом якості) безпечної відстані для обраного профілю було поставлено та проведено теоретико-експериментальні дослідження як в аеродинамічних трубах, що моделюють обернену задачу обтікання профілю в колі екрана, з відповідним усуненням впливу примежового шару на поверхні екрана, так і в гідродинамічних басейнах під час руху профілів крила над екраном [2].

Для теоретичного (чисельного) визначення сил, що діють на рухоме тіло заданої форми вздовж кордону із заданою швидкістю, розв'язання оберненої задачі відрізняється від розв'язань задачі обтікання тіл у вільному потоці тільки граничною умовою на екрані. Для розв'язання поставленої оберненої задачі обтікання профілю крила нестисливою рідиною (розглядаються течії при числах Маха  $M < 0.1$ ) застосовується двовимірна нестационарна система рівнянь Нав'є-Стокса для чисел Рейнольдса менше  $10^5$  і система рівнянь URANS за більших чисел Рейнольдса. Розв'язок різницевої системи рівнянь будується методом контрольного об'єму на адаптованій до поверхні профілю структурованій сітці зі згущенням на поверхні профілю та на поверхні екрана.

Наближення рухомої межі (навіть плоского екрана) до поверхні профілю має накладати певні обмеження на значення її компонент швидкості. Якщо жорстка умова вертикальної компоненти швидкості  $V_{y=0} = 0$  явна, оскільки потік через екран відсутній, то гранична умова незбуреної поздовжньої компоненти швидкості  $U_{y=0} = U_0$  неприйнятна, тому що вона дає змоги узгодити тиск зі швидкістю уздовж екрана не тільки під профілем, а й у сліді за профілем, коли ширина сліду перевищує відстань до екрана. У зв'язку з цим місцева безрозмірна поздовжня швидкість уздовж рухомого екрана

$$\tilde{U}_{y=0} = \sqrt{1 + \frac{2(P_0 - P)}{\rho U_0^2}}$$

визначається з інтеграла Бернуллі:

У доповіді наведено результати розрахунків обтікання профілю Clark-Y ( $b=11.7\%$ ) (A. Lippisch) у діапазоні чисел Рейнольдса від  $1 \cdot 10^5$  до  $3 \cdot 10^6$  за малих кутів атаки до  $6^\circ$  та різних відстаней профілю від екрана (безрозмірна відстань від екрана в частках довжини хорди крила визначалася по задній кромці профілю та становила від 15 до 0.08). Для числа Рейнольдса  $2 \cdot 10^5$  динамічні характеристики профілю визначалися як DNS, та із застосуванням різних моделей турбулентності (k- $\epsilon$ , Spalart-Allmaras) [3]. Очевидні розбіжності в значенні величин опору супроводжуються істотною зміною полів течії, що при цьому практично не вплинуло на величину підйомної сили. За перехідних чисел Рейнольдса під час застосування DNS реєструються суттєві осциляції динамічних навантажень на профіль до 30% відносно усередненого результату, що пов'язано зі сходженням вихрової пелени.

Під час застосування моделей турбулентності k- $\epsilon$ , Spalart-Allmaras вироджується велика вихрова структура не тільки в примезовому шарі на поверхні профілю, а й у сліді за профілем навіть для кутів атаки більше  $6^\circ$ . Застосування моделі турбулентності DES дозволяє отримати нестационарні динамічні характеристики профілю та вихрові поля в сліді за профілем. При цьому отримано якісну відповідність полів течії як при застосуванні DNS, так і DES, але при наближенні до екрану необхідно застосовувати комбіноване моделювання турбулентності URANS або LES у відповідних областях течії.

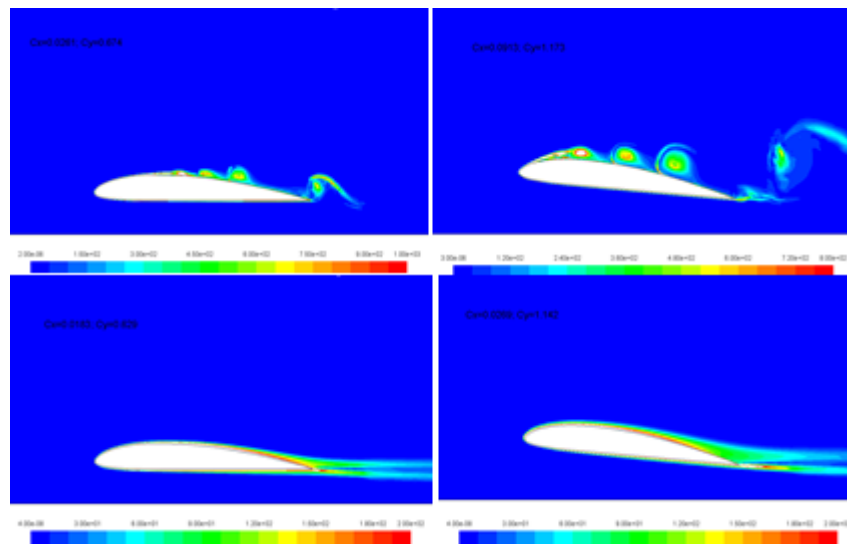


Рис. 1. Поля завихренності при обтіканні профілю Clark-Y при розрахунку з використанням DNS (зверху) і k- $\epsilon$  моделі турбулентності (знизу) при віддаленні профілю від екрану  $h/b=0.16$ ; при  $Re=2 \cdot 10^5$ ; ( $\alpha = 0^\circ$  - зліва,  $\alpha = 5^\circ$  - праворуч).

Таким чином, під час чисельного визначення динамічних навантажень у плоскій постанові ( $\lambda=\infty$ ) за перехідних чисел Рейнольдса застосування нестационарного DNS є кращим порівняно із застосуванням моделей турбулентності, якщо дозволяють обчислювальні потужності і використовувати відповідні чисельні схеми та методи розрахунку.

#### Перелік посилань:

1. Riegels F., W., Aerofoils. London, Butterwodths, 1961, p.282.
2. Булавин Н.И. Экранопланы (2-е Изд). Л., Судостроение, 1977, с. 232.
3. Юн А.А. Теория и практика моделирования турбулентных течений. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2009. – 272 с.

## ОЦІНКА ВИКИДУ ВИБУХОНЕБЕЗПЕЧНИХ ГАЗІВ У НИЖНІ ШАРИ АТМОСФЕРИ ЗЕМЛІ

Г.О. Воропаєв<sup>1</sup>, В. В. Філонов<sup>1,2</sup>, О.В. Коваленко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України

<sup>2</sup>ТОВ «ППП–Центр», Київ, Україна

В загальному випадку параметри струменя у комплексі визначають форму та динаміку хмароподібної області із-за наявності контактного обміну імпульсом, масою та енергією. Примусовий високошвидкісний викид газового струменя потребує врахування локальної швидкості, а отже і обміну імпульсом між компонентами. Відповідно для оцінки викиду вибухонебезпечних газів у нижні шари атмосфери є необхідним застосування моделей, яка б враховувала вищезазначені локальні особливості високошвидкісного викиду газу.

Для вирішення цієї задачі в роботі була розроблена модель атмосфери для Ansys Fluent в двовимірній постановці. Область інтегрування в моделі складає 1000 на 1000 метрів (Рис. 1). Інжекція вибухонебезпечного газу відбувається через умовне сопло характерним поперечним розміром в 1 м. Розглядаються два органічні гази – метан ( $\text{CH}_4$ ) та ацетилен ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ), вибір яких обумовлений розповсюдженням (метан) та найбільшим діапазоном вибуховості (ацетилен) [1].

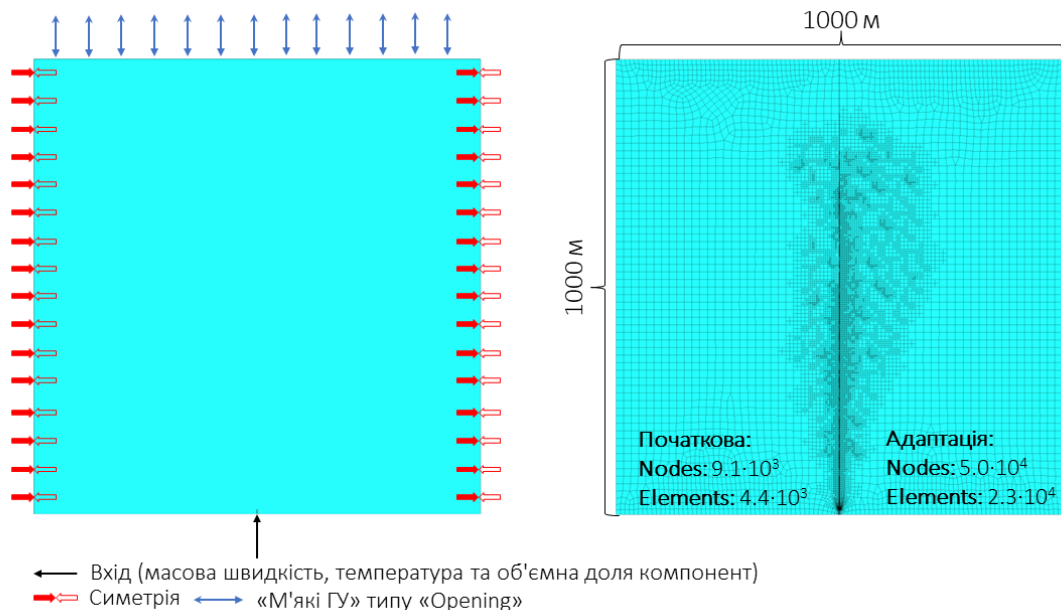


Рис. 1 – Загальний вигляд розрахункової моделі атмосфери в Ansys Fluent

В першому наближенні, розроблена в роботі розрахункова модель має наступні особливості:

- Не враховується наявність вологи та фазові переходи з нею пов'язані.
- Не враховується наявна неоднорідність температури та тиску.
- Не враховується полідисперсний стан не основної фази (вибухонебезпечний газ).
- Вважається, що компоненти вибухонебезпечного є «чистими», тобто відсутні будь-які домішки.
- Вважається, що соплові ефекти є незначними.
- Особливості атмосферної турбулентності не розкриваються, а використовуються стандартні двопараметричні моделі.

- Сонячне випромінення, а також ефект «псевдо джерела» теплової енергії не враховується.
- Тиск кожної із фаз приймається рівним і описується єдиною змінною.
- Система вважається гетерогенною за швидкістю. Для опису фаз використовується Ейлер-Ейлерове наближення.

Попередні розрахунки виконувалися для різних вхідних швидкостей, температури та тривалості викиду за умови, що подача відбувається лише газу (об'ємна доля на вхідній граничній умови рівна 1.0). Для розв'язання вихідної системи рівнянь застосовується зв'язування полів швидкості та тиску, перенос об'ємної долі компонентів – сегрегований. Схема дискретизації просторових похідних – другого порядку, часової похідної – неявна першого порядку. В якості замикаючої моделі турбулентності приймається стандартна  $k-\epsilon$ , яка формується для швидкості суміші. Для уточнення локальних параметрів в області змішування вибухонебезпечного газу із повітрям був застосований алгоритм локальної адаптації розрахункової сітки (Рис. 1). Результати попереднього розрахунку викиду вибухонебезпечних газів при температурі 350 К тривалістю 60 секунд в спокійну атмосферу представлені на Рис. 2.

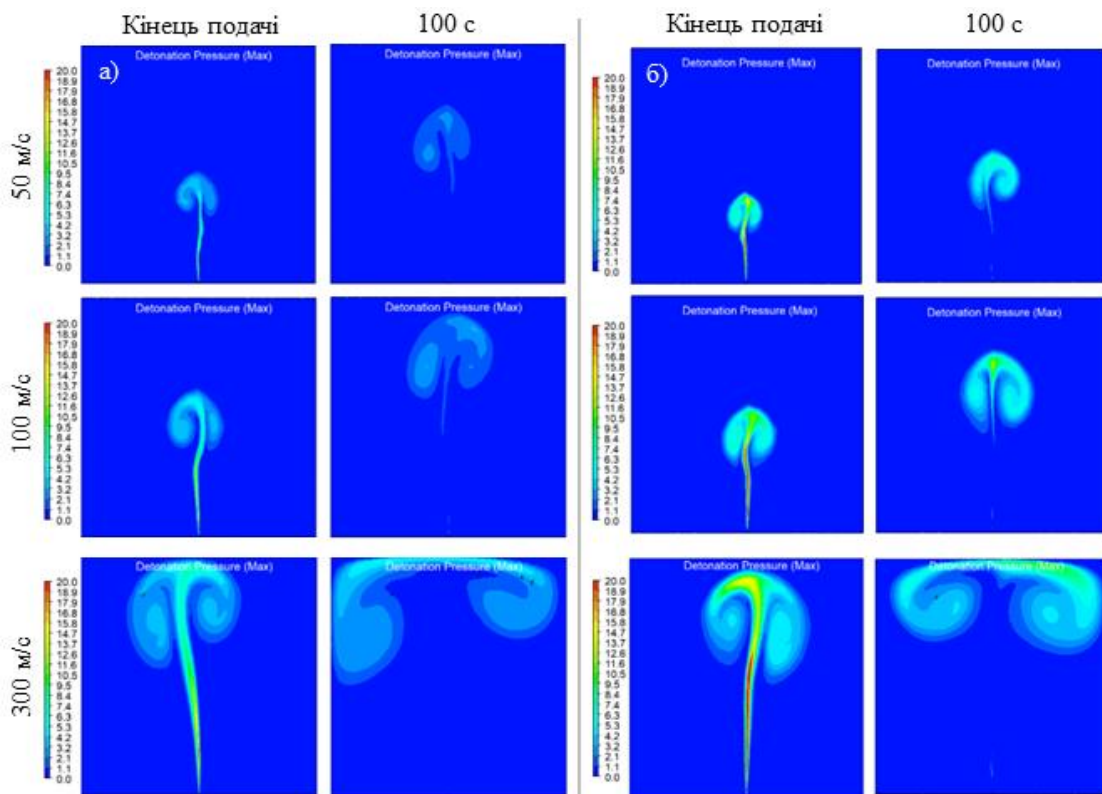


Рис. 2 – Поле розрахункового максимального тиску при вибуху метану а) та ацетилену б) у випадку викиду в спокійну атмосферу протягом 60 с та температурою 350 К в момент закінчення викиду та 100 с від початку викиду

1. DIPPR Database, STN International, Design Institute for Physical Property Data c/o DIPPR Project Staff, Pennsylvania State University 167 Fenske Lab, University Park, Pa 16802 U.S.A American Institute of Chemical Engineers, 3345 E. 47th Street, New York, NY 10017, U.S.A., basis February 1998.



## ВПЛИВ ІНФРАЗВУКОВИХ ХВИЛЬ НА ЛЮДСЬКИЙ ОРГАНІЗМ

Воскобійник В.А., Бойко В.В., Воскобойник О.А., Ган А.Л., Пасічник А.М.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, [vlad.vsk@gmail.com](mailto:vlad.vsk@gmail.com)

В останні роки значну увагу приділено використанню відновлюваних джерел енергії в зв'язку зі збільшенням енергоспоживання та з виникненням парникового ефекту, потеплінням клімату і обмеженням видобутку вуглецевмісних корисних копалин. Серед відновлюваних джерел енергії одним з найбільше використаних є вітрова енергетика. Перетворювачі вітрової енергії у вигляді горизонтальних або вертикальних вітрогенераторів будуються та експлуатуються як на суходолі, так і на морських просторах. Але ці установки мають один з найбільших недоліків, а саме, вони генерують акустичні хвилі та вібрації в області інфразвукових частот. Результати досліджень показали, що це інфразвукове випромінювання суттєво впливає на довкілля, погіршує екологію і викликає несприятливі наслідки для здоров'я живих істот і зокрема людей, які проживають та працюють поблизу промислових вітрових турбін. Такі ефекти, як емоційні/психологічні розлади та порушення/збої сну, головні болі, втому, зменшення концентрації уваги та вплив на якість життя виникає внаслідок проживання поблизу вітроенергетичних установок [1]. Проблема впливу інфразвукового випромінювання на живі організми є однією із важливих під час будівництва та експлуатації сучасних промислових комплексів та устаткувань з обладнанням, яке випромінює акустичні хвилі і вібраційні навантаження у цьому частотному діапазоні. Згідно до наведених результатів рекомендовано уникати загрозливих параметрів інфразвуку під час проектування та будівництва сучасних промислових комплексів та устаткування, які випромінюють інфразвук, або зменшити його інтенсивність та збільшити частотний діапазон.

**Інфразвук і його джерела.** Інфразвук відноситься до екстремальних басових хвиль або вібрацій, частота яких нижче діапазону чутності людського вуха (від 20 Гц до 22 кГц). Інфразвук – це пружні хвилі, аналогічні звуковим, але з частотами нижче області тих, хто чує людина. Зазвичай верхню межу інфразвукової області приймають частоти 16-25 Гц. Нижню межу інфразвукового діапазону умовно визначено як 0.001 Гц. Для інфразвуку характерне мале поглинання у різних середовищах унаслідок чого інфразвукові хвилі у повітрі, воді й земній корі можуть поширюватися на дуже великі відстані. Протягом усієї історії інфразвук відіграв важливу роль, серед яких треба виділити деякі дуже актуальні події. Виверження вулкана Кракатау в Індонезії в 1883 році було дуже своєрідним, оскільки ударна хвиля встигла кілька разів обійти світ. Крім того, падіння метеорита в Сибірському лісі в 1908 році, ядерна бомба, яка вибухнула в Хіросімі і Нагасакі в 1945 році під час Другої світової війни, радянська ядерна бомба в 1949 році під час холодної війни, є прикладами подій, коли генерувався інфразвук [2].

Інфразвукові коливання у повітрі породжують грози, сильні вітри, сонячні спалахи. У земній корі спостерігаються струси та вібрації інфразвукових частот від найрізноманітніших джерел. Інфразвук може виникати при експлуатації транспорту, потужного обладнання, верстатів, дизелів, повітряних компресорів, вентиляторів, котельень, всіх повільно працюючих машин, при пострілах, землетрусах, обвалах, підземних або підводних вибухах. Зафіксовано випадки виникнення його у вентиляційних шахтах. Інфразвук може вироблятися вітром, деякими типами землетрусів, океанськими хвилями та такими речами, як лавини, вулкани та метеори. Слони мають здатність випромінювати інфразвук, який можна виявити на відстані близько 2 км. Навіть тигри випромінюють інфразвук.

Інфразвук як фізичне явище підпорядковується загальним закономірностям, характерним для звукових хвиль, проте має цілу низку особливостей, пов'язаних з

низькою частотою коливань пружного середовища: а) інфразвук має набагато більші амплітуди коливань, ніж акустичні хвилі при рівних потужностях джерел звуку; б) інфразвук поширюється на великі відстані від джерела генерування через слабе поглинання його атмосферою; в) велика довжина хвилі робить характерним для інфразвуку явище дифракції. Завдяки цьому інфразвук легко проникає у приміщення та обходить перешкоди, що затримують чутні звуки; г) інфразвукові коливання здатні викликати вібрацію великих об'єктів через явище їх резонансу.

**Вплив інфразвуку на людський організм.** Інфразвук викликає суспільне занепокоєння, яке частково походить від джерел, які виробляють ці звуки, таких як зовнішні джерела, включаючи системи кондиціонування повітря та деякі промислові процеси або вітрові турбіни. Занепокоєння утворюється всередині організму під час дихання, серцебиття або кашлю. Незважаючи на те, що ми не можемо почути інфразвукові хвилі, їх можна відчутти, і було показано, що вони викликають у деяких людей низку ефектів, включаючи тривогу, крайнє горе та озноб [2-4]. За межами слуху може виникнути деяке порушення рівноваги та нестерпні відчуття переважно в грудях. Вибухові хвилі від вибухів із значно більшим надлишковим тиском на близькій відстані можуть пошкодити інші органи, спочатку легені, аж до летальних наслідків.

Якщо людина стикається з інфразвуком у діапазоні від 110 до 150 децибелів, то виникають різні відчуття дискомфорту та функціональні зміни в організмі. Це порушення роботи центральної нервової системи, дихальної та серцево-судинної систем, вестибулярного апарату. Виникнення мігрені, дзвону у вухах і голові, відчутний рух барабаних перетинок, різке зниження працездатності та уваги, порушення рівноваги, непритомність, поява сонливості, утрудненості мови, виникнення неконтрольованого почуття страху, нападів епілепсії, пригніченого стану. Може виникнути морська хвороба з запамороченням, нудотою та блюванням. Інфразвук від 5 до 8 Гц може спричинити зупинку серця та летальний кінець. Органи людини, як будь-яке фізичне тіло, мають власну резонансну частоту. Під впливом звуку з цією частотою можуть відчуватися внутрішні зміни структури, до втрати працездатності. Також при збігу впливу звуку з ритмами мозку, такими як альфа – ритм, бета – ритм, гамма – ритм, дельта – ритм, тета – ритм, каппа – ритм, мю – ритм, сигма – ритм та ін., може виникнути порушення активності церебральних механізмів мозку. Що стосується впливу на людей, то деякі з тверджень такі [1-4]: інфразвук 110-130 дБ може викликати біль у кишечнику та сильну нудоту. Надзвичайний рівень роздратування або відволікання може бути результатом хвилин впливу на рівні від 90 до 120 дБ на низьких частотах (5–200 Гц), сильної фізичної травми та пошкодження тканин на рівні 140–150 дБ і миттєвої травми або смерті від вибухової хвилі на рівні вище 170 дБ.

#### **Перелік посилань:**

1. Dumbrille A, McMurtry RY, Krogh CM. Wind turbines and adverse health effects: Applying Bradford Hill's criteria for causation // *Environ. Dis.* – 2021. – Vol. 6. – P. 65-87. <https://doi.org/10.4103/ed.ed.16.21>
2. Moyano D.B., Lezcano R.A.G. Effects of infrasound on health: Looking for improvements in housing conditions. // *Intern. J. Occupational Safety and Ergonomics.* – 2022. – Vol. 28, No. 2. – P. 809-823. <https://doi.org/10.1080/10803548.2020.1831787>
3. Altmann J. Non-lethal weapons technologies - the case for independent scientific analysis // *Medicine, Conflict and Survival.* – 2001. – Vol. 17, No. 3. – P. 234-247. <http://dx.doi.org/10.1080/13623690108409582>
4. Voskoboinick V. Infrasound and its impact on people // *Proc. of the 4th International scientific and practical conference "Innovations and prospects in modern science"*, Stockholm, Sweden. – 2023. – P. 147-156.

## ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ МАТЕМАТИЧНОГО ТА ФІЗИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З УКОСАМИ ОГОРОДЖУВАЛЬНОЇ ДАМБИ

Воскобійник В.А<sup>1</sup>, Воскобійник А.В<sup>1</sup>,  
Островерх Б.М<sup>1</sup>, Потапенко Л.С<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України,  
вул. М.Капніст, 8/4, 03680, МСП, Київ-180, Україна

E-mail: [potapenko\\_ls@ukr.net](mailto:potapenko_ls@ukr.net); [ostro@ukr.net](mailto:ostro@ukr.net); [vlad.vsk@gmail.com](mailto:vlad.vsk@gmail.com)

Гирлова частина річкової дельти завжди становить складне сполучення морфодинамічних процесів, стійкості транспортних шляхів та захисних споруд. Труднощі визначення конструктивних параметрів елементів споруд можуть бути вирішені на основі застосування математичних та експериментальних методів. В даній роботі методика моделювання апробована на прикладі дослідження глибоководного судноплавного ходу гирлом Бистрий Кілійської дельти Дунаю, який з'єднує українські порти на Дунаї з країнами Європи та Азії. Зокрема, захист морського підхідного каналу від наносів під час штормів, які є найпотужнішими на цій ділянці акваторії Чорного моря, забезпечується захисною дамбою, яка протистоїть хвилювим навантаженням на напірні укоси. Для підвищення стійкості запропонована реконструкція дамби, що передбачає створення двох бERM довжиною по 10 м з глибиною води над першою бермою 4 м, над другою 2 м, та з трьома укосами, починаючи з моря відповідно  $m = 1.5, 5$  та 3 (рис.1), де  $m$  – відношення довжини основи укоса до висоти. Дослідження виконується з метою визначення впливу вітрових хвиль на стійкість запропонованої конструкції захисної дамби методом співставлення математичної чисельної моделі та фізичного моделювання у масштабі 1:40. Висота хвилі 0.1м, період 0.8сек.

Для математичного моделювання використаний відкритий код CFD, який вирішує проблему турбулентних потоків рідини за допомогою усереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса. Як наближення для цієї моделі використовується  $k-\omega$  модель турбулентності з двома диференціальними рівняннями, де  $k$  - турбулентна кінетична енергія,  $\omega$  - питома швидкість дисипації кінетично енергії [1].

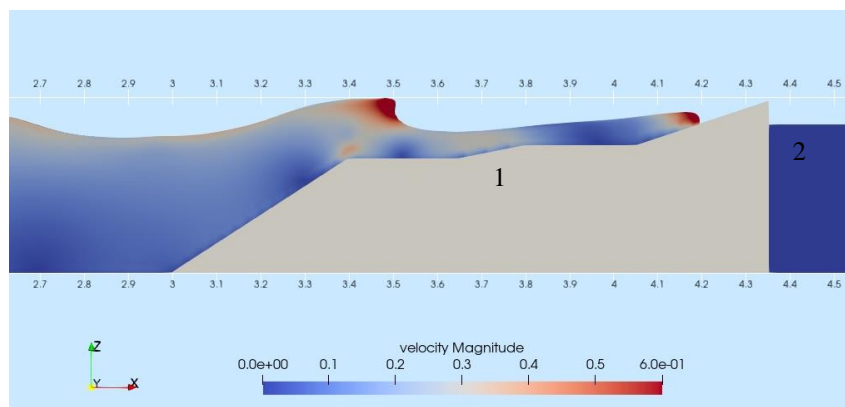


Рис.1. Схема математичної моделі

Експериментальні дослідження проводилися в гідродинамічному лотку (рис.2) довжиною 15 м, шириною 0.4 м і глибиною 0.87 м, де встановлювалась модель захисної дамби. Лоток обладнаний щитовим хвилепродуктором, який генерує хвилі з періодом від 0.5с до 3с і висотою від 0.02 м до 0.4 м та засобом гасіння хвиль. Стенд обладнаний

приладами контролю і вимірювання хвильових і гідродинамічних характеристик, апаратурою реєстрації, обробки і аналізу результатів досліджень [2]. Геометрія фізичної моделі, та параметри хвилі ті ж самі, що в математичній моделі.



Рис. 2. Схема фізичної моделі з розташованими датчиками хвильового тиску.

Результати математичного та фізичного моделювання показали, що розглянута форма дамби дозволила зруйнувати хвилю при підході її до гребня дамби. Над бермами хвиля набувала більш крутий підйом (рис.1). Руйнування хвилі відбувалося на нижній бермі, а утворившийся бурун руйнувався на верхній бермі (рис.2) і до гребня дамби штормова хвиля підходила зі значною втратою енергії. Порівняння чисельних результатів руйнування хвилі з результатами експерименту показало, що чисельна модель забезпечує хороший прогноз тиску хвилі, а розрахована сила хвилі є постійною протягом кількох періодів (рис. 3).

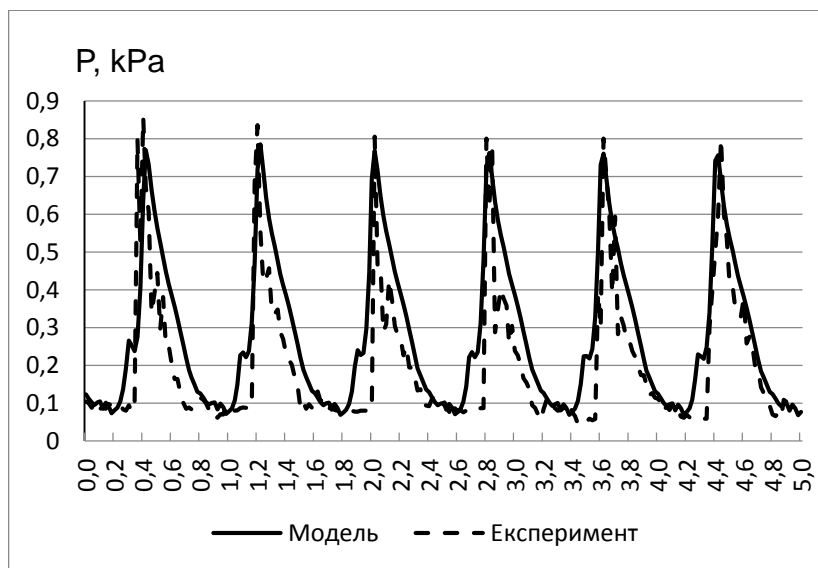


Рис. 3. Порівняння хвильового тиску на верхньому укосі в точці 2.

#### Перелік посилань

1. Kamath, A., Chella M.A., Hans Bihs, Arntsen O.A. Breaking Wave Interaction with a Vertical Cylinder and the Effect of Breaker Location. Ocean Engineering, 2016, 128, pp. 105-115.
2. 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.

## **ВІБРОАКУСТИЧНА ДІАГНОСТИКА МІСЦЬ ПРОТІКАНЬ ЗАЛІЗНИЧНИХ ТУНЕЛЕЙ**

Воскобійник В.А., Воскобойник О.А., Махаммедов Ж.К., Харченко А.Г.,  
Воскобійник А.В., Романенко П.Ю., Полосухіна О.В.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, [alexandr.vsk@gmail.com](mailto:alexandr.vsk@gmail.com)

На шляху руху залізничного транспорту часто зустрічаються природні завади у вигляді гірських, водних і міських будівельних перешкод, що призводить до будівництва тунельних залізничних переходів. Протяжність таких тунелів складає десятки або сотні метрів і навіть кілометри. Так, на даний час найдовшим у світі залізничним тунелем є Готтардський базисний тунель в Швейцарії, який має довжину близько 57 км. В Україні експлуатується більше 50 великих залізничних тунелів, які побудовано у своїй більшості у Карпатському регіоні. Серед них Бескидський тунель – другий за довжиною (після Лутугинського) залізничний тунель в Україні. Він розміщений в Українських Карпатах, на Бескидському перевалі та розташований між станціями Бескид (Львівська обл., Прикарпаття) і станцією Скотарське (Закарпатська обл.). Тунель було збудовано під Верховинським Вододільним хребтом - головним водорозділом Українських Карпат. Поруч розташований старий одноколіїний Бескидський тунель побудований у 1886 році. Новий двоколіїний Бескидський тунель було відкрито у 2018 році і він значно збільшив рух залізничного транспорту на всій довжині V Критського коридору, що проходить по території Італії, Словенії, Угорщини, Словаччини, України.

Під дією вібраційних навантажень через рух потягів, сезонних перепадів температур, зсуву гірських масивів і інших факторів природного і людського походження склепіння тунелю і особливо його стикові місця почали розтріскуватися та пропускати воду під час танення снігу і інтенсивних дощових опадів. Це викликало необхідність проведення досліджень з визначення місць протікання води усередину тунелю та виконання ремонтних робіт з герметизації поверхні тунелю. Треба зауважити, що такі проблеми виникають під час експлуатації багатьох тунельних споруд, які перетинають гірські масиви, тунелів, що проходять під водою, міських тунелів, зокрема тунелів метрополітену, які відносяться до залізничних тунелів [1-3].

Основна ідея віброакустичної діагностики – це виявлення місць на внутрішній поверхні склепіння тунелю де виникають підвищені рівні шумів і вібрацій, які викликані рухом води на зовнішній поверхні тунелю. Низькочастотні вібрації та шуми генеруються значним великомасштабним рухом рідини та формуванням інтенсивних вихрових течій, в той час як високочастотні складові шумів і вібрацій обумовлені рухом дрібномасштабних струменевих течій та вихрових структур.

Для виконання діагностичних досліджень запропоновано використання віброакустичних сенсорів, які жорстко закріплювалися на поверхні склепіння тунелю на висоті близько 5 м від залізничного полотна. Експериментальні роботи були проведені з використанням групи високочутливих віброакселерометрів, датчиків пульсацій тиску, гідрофонів та мікрофонів, які були розташовані на поверхні несучих конструкцій Бескидського залізничного тунелю в місцях протікання води та поблизу них. Електричні сигнали датчиків були підсилені, відфільтровані та зареєстровані відповідною апаратурою, а за допомогою багатоканальних аналогово-цифрових перетворювачів передані на комп'ютерну техніку, де інформація була оброблена та проаналізована. Система датчиків, розташованих у вигляді просторової решітки, дозволила визначити місця генерації інтенсивних вібрацій та гідродинамічних шумів, які обумовлені появою каналів течії води під поверхнею несучих конструкцій тунелю. Застосування статистичних методів обробки і аналізу результатів дослідження з використанням

спектрального і кореляційного аналізу дозволила визначити та зареєструвати місця інтенсивної течії води під поверхнею несучих конструкцій Бескидського тунелю. В результаті надані рекомендації з ліквідації місць формування інтенсивних течій або ефективних засобів відводу води від несучих конструкцій тунелю.

Експериментальний стенд створено усередині Бескидського залізничного тунелю з застосуванням відповідного обладнання, апаратури і допоміжних конструкцій. В якості пересувного засобу для виконання досліджень було використано дрезину, яка мала підйомну та поворотну платформу, де розташовувалося вимірювальне і реєструюче сигнали обладнання та наукові дослідники і оператори. Дрезина пересувалася вздовж Бескидського залізничного тунелю і зупинялася у місцях розташування вимірювальних датчиків, які закріплювалися на металевих анкерах, установлених на бічних стінках тунелю на висоті близько 5 м від залізничного полотна. Таким чином, віброакустична діагностика місць протікання води на несучих конструкціях Бескидського залізничного тунелю виконувалася спочатку вздовж однієї колії тунелю, а потім вздовж іншої колії, переважно в місцях підвищеної течії води.

Згідно програми та методики проведення віброакустичної діагностики місць протікання води на несучих конструкціях Бескидського залізничного тунелю було отримано інтегральні та спектральні характеристики полів прискорення та гідродинамічного шуму, які утворювалися усередині тунелю під дією експлуатаційних шумів і вібрацій та через протікання води на стінках тунелю, які генерувалися течією води внаслідок танення снігу та дощових опадів над зовнішньою поверхнею тунелю.

Результати досліджень показали, що на бічних стінках тунелю спостерігалися на фоні відносно невеликих значень пульсацій прискорення і гідродинамічного шуму вздовж тунелю достатньо інтенсивні та високодобротні піки вимірювальних параметрів, особливо в районі протікання води. Ці підвищення вібраційних та гідродинамічних характеристик обумовлені появою протікання води через конструкцію тунелю внаслідок повеневих та дощових опадів, які мали місце над зовнішньою поверхнею тунелю та проникали усередину нього. Там, де протікання не спостерігалось, пульсації прискорення та гідродинамічного шуму мали фонові показники, які обумовлені особливостями експлуатації залізничного тунелю та природними явищами.

Установлено, що під дією течії води над зовнішніми поверхнями залізничного тунелю усередині тунелю генерувалися інтенсивні вібрації бічних стінок та гідродинамічні шуми, які мали значні показники для конкретних координат від входу в залізничний тунель. При цьому, інтенсивні вібрації та гідродинамічний шум зареєстровано для меншої поздовжньої координати поблизу другої колії залізничного шляху, а потім зі збільшенням координати значні пульсації полів вібрацій та шумів з'явилися на бічних стінках тунелю поблизу першої колії. Таким чином, ймовірно, русло водяного потоку перетнуло шлях над тунелем під кутом до напрямку тунелю.

Результати вимірювань середньоквадратичних значень вібрацій та гідродинамічного шуму показали, що в місцях протікання води рівні прискорення збільшилися до 3 разів відносно умов, де протікання не мало місця. В той час пульсації гідродинамічного шуму збільшилися до 10 раз в районі конкретних координат вздовж тунелю.

1. Айвазов Ю. М. Вишукування і проектування гірських транспортних тунелів. Київ : Національний транспортний університет, 2005. 186 с.

2. Самедов А.М., Кравець В.Г. Будівництво міських підземних споруд. Київ : Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», 2011. 400 с.

3. Панкратова Н. Д., Гайко Г. І., Савченко І. О. Розвиток підземної урбаністики як системи альтернативних проектних конфігурацій. Київ : Наукова думка, 2020. 152 с.

## **ЗАХИСТ МОРСЬКОГО УЗБЕРЕЖЖЯ ПРОНИКНИМИ ВЕРТИКАЛЬНИМИ СТІНКАМИ**

Воскобойник О.А., Воскобійник В.А., Харченко А.Г.,  
Воскобійник А.В., Нікітін І.А., Соколовський Г.П.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, [alexandr.vsk@gmail.com](mailto:alexandr.vsk@gmail.com)

Внаслідок потепління клімату та підйому рівня Світового океану захист берегової лінії, об'єктів життєдіяльності, гідротехнічних споруд, морської флори та фауни вимагають неустанної модернізації берегозахисних споруд, що обумовлено кліматичними змінами та збільшенням хвильової енергії моря. Основна проблема розвитку прибережних територій та акваторій це захист від руйнівного впливу хвиль викликаних штормами і ураганами, повеннями, інтенсивність і періодичність яких зростає. Засоби захисту інфраструктури повинні мати високу ефективність, підвищену екологічну безпеку, надійність та довговічність. Згідно до Морської доктрини України на період до 2035 року [1] про розроблення цільової програми берегоукріплення морського узбережжя, насамперед у районах його інтенсивного використання, існує нагальна потреба у проектуванні та будівництві ефективних з морегосподарської, матеріальної та екологічної точок зору берегозахисних споруд в умовах глобальних змін клімату. В останні роки у розвитку берегозахисних споруд намітилася тенденція використання проникних конструкцій, перевага яких полягає в поліпшенні екології захищеної акваторії, економії будівельних матеріалів. У проточній воді не накопичується сміття і забезпечується вільна міграція для морських мешканців. Критерієм їх ефективності є коефіцієнти пропускання, відбиття та дисипації енергії як регулярних, так і одиночних хвиль [2, 3]. Лабораторні експериментальні дослідження проводилися у хвильовому каналі довжиною близько 50 м, шириною та глибиною 1 м. Рівень води в каналі змінювався від 0,5 м до 0,7 м. Канал був обладнаний щитовим генератором хвиль та щільним похилим поглиначом хвиль (в кінці каналу). У середині каналу на відстані близько 40 м від генератора хвиль встановлювалися проникні хвилеломи у вигляді вертикальних щільних стінок. Ці стінки розташовувалися на плоскій піщаній основі товщиною 0,2 м. Генератор хвиль формував синусоїдальні хвилі висотою від 0,03 м до 0,2 м і періодом від 0,8 с до 3 с.

Експериментальний стенд на базі експериментальної ділянки з моделями проникних вертикальних стінок, засобів кріплення та координатних пристроїв був обладнаний контрольно-вимірювальною апаратурою, системою обробки та аналізу експериментальних даних. Вздовж поздовжньої осі каналу перед і позаду щільної стінки встановлювалися п'єзорезистивні диференційні датчики висоти хвилі. В експериментах одночасно використовувалися до 8 датчиків висоти хвилі. Електричні сигнали датчиків подавалися на 16-канальний аналогово-цифровий перетворювач, а далі на персональний комп'ютер. Скляні бокові стінки дозволили проводити візуальні дослідження процесів взаємодії хвиль зі стінками, реєструвати відео і фотоматеріали на цифрові відео і фотоапарати, а також передавати ці матеріали на спеціально зроблену графічну станцію на базі комп'ютерної техніки. Зареєстровані на комп'ютері відеоматеріали та інструментальні дані оброблялися та аналізувалися за відповідними програмами апарату теорії ймовірності і математичної статистики. В результаті були отримані фотографії й відео картини візуальних досліджень, інтегральні, кореляційні та спектральні характеристики поля хвильового руху і визначено ступінь трансформації хвиль на моделях проникних вертикальних стінок (хвилеломів).

Дослідження проводилися з однорядними щільними стінками різної проникності, які розташовувалися всередині хвильового каналу паралельно до фронту регулярних

хвиль. Проникні стінки були виготовлені із вертикальних циліндрів діаметром 0,05 м, між якими робилися щілини. Проникність таких стінок (відношення площі щілин до площі стінки) змінювалася від 0% (суцільна вертикальна стінка) до 60%.

Візуальні дослідження дали можливість оцінити особливості хвильового руху, його взаємодії з проникними хвилеломом та визначити просторово-часові характеристики зворотно-поступального руху рідини між циліндрами щілинної стінки. Залежно від режимів хвильового руху, конструкції та проникності хвилеломів перед щілинними стінками формується інтенсивний хвильовий рух, а за стінками висоти хвиль значно менші, ніж перед ними. На хвильовій поверхні в різні часові інтервали спостерігаються набігаючі, відбиті, стоячі хвилі та хвилі, що проходять через проникну стінку.

Ефективність проникних щілинних вертикальних стінок визначається особливостями формування відбитих хвиль та хвиль, що проходять крізь хвилелом, а також здатністю поглинання або дисипації енергії хвиль хвилеломом. Кількісними мірами ефективності таких споруд є коефіцієнти відбиття хвиль, проходження хвиль та дисипації хвильової енергії. Коефіцієнт відбиття хвилі розраховувався як відношення висоти відбитої хвилі до висоти набігаючої хвилі. Коефіцієнт проходження хвилі визначався як відношення висоти хвилі, що пройшла через проникний хвилелом, до висоти набігаючої хвилі. На значення коефіцієнтів відбиття та проходження хвилі, а також на співвідношення між ними величезний вплив мають фізичні процеси, що відбуваються під час взаємодії хвиль з проникними берегозахисними спорудами. Коли хвилелом встановлюється у морському середовищі, то відбуваються суттєві зміни хвильового поля. Спостерігається інтерференція, дифракція та трансформація хвиль, з'являються відбиті, стоячі та проникні хвилі, виникає обвалення хвиль. Орбітальні швидкості хвильового руху зазнають змін, збільшується турбулентність, перед хвилеломом і опорними палями генеруються підковоподібні і слідні вихори. Між палями виникає зворотно-поступальний рух у вигляді струменевих течій, що призводить до збільшення тертя між поверхнею хвилелому і рідиною, що рухається, а також розсіювання або дисипація енергії хвилі. Коефіцієнт дисипації енергії хвилі визначався із закону збереження енергії набігаючої гравітаційної хвилі, що взаємодіє з проникним хвилеломом. Визначення цих коефіцієнтів у дослідженнях проводилося за допомогою виміру висот хвиль перед проникним хвилеломом і позаду нього.

Результати дослідження показали, що зі збільшенням проникності щілинної стінки коефіцієнти відбиття хвилі монотонно зменшувалися. Суцільний хвилелом повністю відбивав початкову хвилю і коефіцієнт відбиття хвилі для такого хвилелому дорівнював одиниці. Зі збільшенням безрозмірної глибини коефіцієнти відбиття хвилі збільшувалися. Характер зміни коефіцієнта проходження хвилі мав протилежну тенденцію відносно зміни коефіцієнта відбиття хвилі. Зі збільшенням проникності та зменшенням глибини або збільшенням довжини хвилі коефіцієнт проходження хвилі збільшувався. Максимальна дисипація хвильової енергії спостерігалася при більшій проникності вертикальної стінки тоді, коли відносна глибина збільшувалася або коли довжина хвилі ставала меншою.

1. Морська доктрина України на період до 2035. (2020). *Постанова Кабінету Міністрів України від 18 грудня 2018 р. № 1108 (Із змінами, внесеними згідно з Постановою КМ № 1023 від 28.10.2020)*.

2. George, A., Cho I.H. (2020). Hydrodynamic performance of a vertical slotted breakwater // *Int. J. Naval Archit. Ocean Eng.*, 12, 468-478.

3. Селезов, І.Т., Воскобійник, В.А., Воскобойник, О.А., Харченко, А.Г., Воскобійник, А.В. (2022) Взаємодія гравітаційних хвиль з проникним хвилеломом. *Екологічна безпека та природокористування*, 42 (2), 96-111. <https://doi.org/10.32347/2411-4049.2022.2.96-111>



## МЕТОДИЧНІ ПРОБЛЕМИ ВИКОРИСТАННЯ КОМП'ЮТЕРА В МЕХАНІЦІ

Грінченко В. Т.<sup>1</sup>, Мадипура В. Т.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України,  
місто Київ, vgrinchenko@yahoo.com

<sup>2</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
місто Київ, mnivtt@gmail.com

Постійне зростання потужності комп'ютерів, накопичення досвіду їх ефективного використання, інтенсивний розвиток засобів штучного інтелекту стимулюють пошук шляхів підвищення ефективності використання комп'ютера і в решті решт, пошук принципово нових способів його використання. Одним із таких нових способів кількісного аналізу фізичних процесів різної природи і складних інженерних конструкцій є процедура створення числових близнюків реальних об'єктів [1].

Мова йде про принципово новий підхід до задач математичного моделювання, що відповідає загальним методичним змінам в сучасній науці, котрі пов'язані з переходом від редукціонізму до холізму. В доповіді обговорюються принципові моменти нових підходів. Як приклад реалізації підходу вказано на створення повноцінної математичної моделі живої клітини. Приклад розкриває зміст суттєвих проблем використання методу.

Крім вирішення загальних питань нового рівня вимог до комп'ютерної моделі явища чи процесу, важливим також є конкретні зміни в організації цього процесу, спрямовані на зменшення обсягу людської праці при підготовці розрахунків кількісних характеристик процесів. Традиційна математична фізика базується на використанні методу середньо квадратичного усереднення. Це часто вимагає великого обсягу ручної роботи. В доповіді наведено приклади, що ілюструють можливість і доцільність переходу на точкову реалізацію граничних умов чи умов спряження [2].

Розв'язок, розглянутих в доповіді граничних задач, базується на використанні методу часткових областей [3]. Метод часткових областей отримав широке застосування в хвильових задачах, в котрих досліджуються поля в складних, неканонічних областях [3]. Ідея методу полягає в розділенні складної області існування хвильового поля на прості області, прості в тому сенсі, що в кожній з них можна побудувати розв'язок рівняння Гельмгольца. Такі розв'язки описують хвильові поля в часткових областях при довільних граничних умовах на їх границях. Далі виникає потреба спряження полів в часткових областях на границях цих областей. Реалізація граничних умов призводить до функціональних рівнянь з невідомими коефіцієнтами, які є амплітудними коефіцієнтами мод у часткових областях.

Для визначення шуканих амплітудних коефіцієнтів мод слід перейти від функціональних рівнянь до нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь, яка надалі розв'язується методом редукції. Перехід до лінійної системи алгебраїчних рівнянь спирається на побудовані розв'язки рівняння Гельмгольца в часткових областях. Такий розв'язок передбачає наявність у ньому повної та ортогональної системи функцій, завдяки якій можна записати у вигляді ряду Фур'є будь-яку (розумну з фізичної точки зору) функцію. Використовуючи ортогональність цього набору функцій, можна отримати систему алгебраїчних рівнянь. Про цю процедуру говорять як про наближення функцій у розумінні мінімальності середньоквадратичного відхилення. Труднощі можуть виникнути в ситуації, коли для запису хвильових полів у часткових областях доводиться використовувати декілька (причому, найчастіше, різних) систем координат. Як результат, при переході до системи алгебраїчних рівнянь можуть виникати складні інтеграли.

Інший варіант переходу до системи алгебраїчних рівнянь полягає в прирівнюванні функцій (полів у суміжних часткових областях) в скінченному наборі точок (назвемо їх вузловими точками) на межі цих областей. Кількість вузлових точок на границі визначає порядок системи рівнянь і тим самим кількість шуканих амплітудних коефіцієнтів мод у часткових областях. Як бачимо, такий підхід не містить обчислювальних проблем.

Показано [2], що при однаковій кількості мод в часткових областях для двох варіантів спряження полів, варіант середньоквадратичного наближення є більш точним. Показано також, що при величині хвильової відстані між точками спряження полів менше 0,2 довжини хвилі отримаємо цілком прийнятну точність розрахунку і для методу точкового спряження полів.

Як вияснилося, при спряженні хвильових полів на границях часткових областей можливо використання комбінації двох підходів: точкового спряження полів та середньо квадратичного наближення. Використання різних комбінацій розрахунку виявилось цілком коректним. Всі комбінації працюють приблизно однаково. Варіант в якому використовується тільки середньоквадратичне наближення найточніший.

Використання точкового спряження полів в цілому спрощує розрахунок задачі. Вибір необхідної комбінації розрахунку залежить від того, яка задача розглядається. Якщо для запису хвильових полів в часткових областях доводиться використовувати кілька систем координат, то при використанні середньоквадратичного наближення можуть виникати труднощі при обчисленні, в той час як при використанні точкового спряження полів обчислювальних проблем не виникає.

#### **Перелік посилань:**

1. Foundational Research Gaps and Future Direction for Digital Twins. National Academies Press, Washington, 2024 -202 p.
2. Грінченко В. Т., Гусак В. О., Маципура В. Т. Використання двох варіантів спряження хвильових полів в методі часткових областей. Журнал обчислювальної та прикладної математики. 2021, 2(136). 5 – 16 с.
3. Viktor T. Grinchenko, Igor V. Vovk, Vladimir T. Matsypura. Acoustic wave problems. – New York : Begell House, Inc., 2018. – 439 p.

## РОЗРАХУНОК НЕСТАЦІОНАРНОЇ ВИХРОВОЇ ТЕЧІЇ В НАПІВЦИЛІНДРИЧНОМУ ЗАГЛИБЛЕННІ

Димитрієва Н. Ф.<sup>1,2</sup>, Сідько М. І.<sup>1</sup>, Бістрова М. О.<sup>1</sup>, Білоус Д.А.<sup>1</sup>, Ткач В.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна, [Dimitrieva@nas.gov.ua](mailto:Dimitrieva@nas.gov.ua)

<sup>2</sup> Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна

Чисельними методами досліджується тривимірна структура вихрових систем, що генеруються напівциліндричною поперечною канавкою, що виконує функцію генератора вихорів в турбулентній течії. Керування примежовим шаром генерацією вихорів нав'язує турбулентній течії детерміновану вихрову структуру заданого масштабу та інтенсивності, яка може призводити до зменшення швидкості наростання товщини примежового шару вниз за течією та підтримувати енергетичний баланс між пульсаційним полем і осередненою течією [1, 2]. Під час відриву вихорів з гострих кромek вихорогенераторів в примежовий шар генеруються досить стійкі поздовжні вихори. Характерні масштаби цих вихрових структур, їхню інтенсивність визначають кількісні значення величин гідродинамічного опору.

Запропоновано чисельну модель rimpleFOAM відкритого пакету OpenFOAM для розв'язку турбулентної течії нестисливої рідини. Розрахункова область являє собою паралелепіпед, на дні якого на відстані 0,15 м від початкового перерізу впоперек зовнішній течії розташована лунка напівциліндричної форми діаметром  $d = 0,02$  м і довжиною  $l = 0,05$  м. На вході в розрахункову область було задано постійну швидкість  $U_0$ , на дні – умову прилипання, на верхній границі – просковзування.

Еволюція та просторовий розподіл різних фізичних величин відповідає експериментальним даним [1]. Потік, який циркулює в канавці, можна поділити на квазі-двовимірний зворотньо-циркуляційний потік в серединній частині і складний за своїм характером рух рідини в периферійних, прилеглих до бічних стінок зонах. За відносно низьких чисел Рейнольдса  $Re < 10^3$  спостерігається глобальний трансверсальний вихор в канавці, що є стійкий і стаціонарний [2, 3].

Зі збільшенням числа Рейнольдса система вихорів стає суттєво тривимірною та нестационарною, як показано на рис. 1. Велику роль в цьому процесі грають бічні стінки, що формують складну систему тривимірних вихорів, що руйнує головний трансверсальний вихор та сприяє його викидам із канавки.

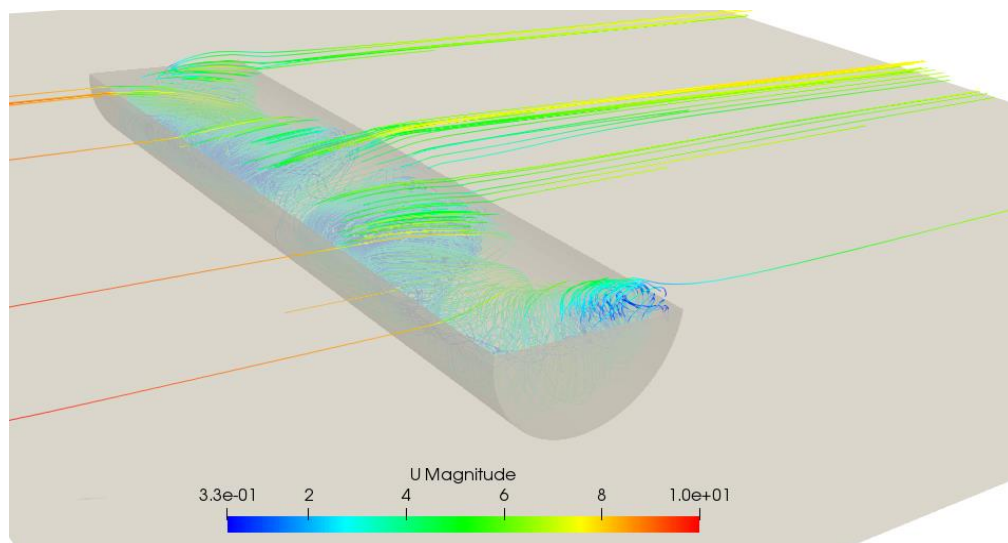


Рис. 1 Миттєві траєкторії частинок в напівциліндричному заглибленні ( $U_0 = 1$  м/с).

На рис. 2 наведено криві еволюції тиску в контрольній точці (8;0;0) мм залежно від швидкості обтікання. За невеликих числах Рейнольдса  $Re$ ,  $10^4$  спостерігаються в початковий момент затухаючі осциляції з виходом на стійкий стаціонарний режим (рис. 2, а, б). З подальшим збільшенням швидкості потоку формується хвильовий спектр (рис. 2, г), в якому виділяються дві характерні частоти  $\omega_1$  і  $\omega_2$ . Низька частота  $\omega_1$  характеризує макромасштабний процес, а саме період викидів із лунки. Момент викиду відповідає максимальній амплітуді коливань. Висока частота  $\omega_2$  характеризує внутрішні процеси маленьких масштабів, що визначаються в'язкістю рідини та швидкістю зовнішньої течії  $U_0^2/\nu$ . Подальше збільшення числа Рейнольдса призводить до стохастичного режиму течії та руйнування частотного спектру.

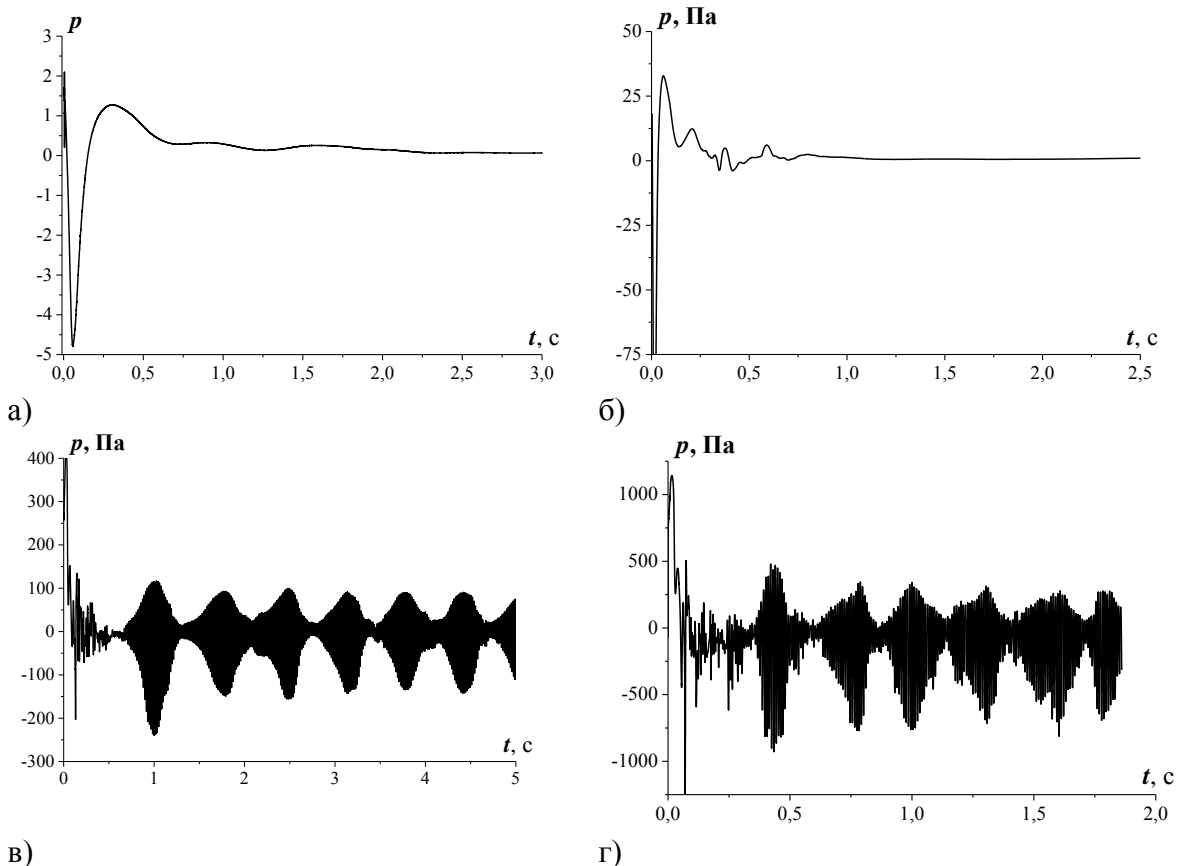


Рис.2 Залежність тиску від часу в контрольній точці при швидкості обтікання:  
 $U_0 = 0,1$ (а);  $0,5$ (б);  $1,2$ (в);  $2,0$ (г) м/с,

### Перелік посилань:

1. Турик В.Н., Воскобойник В.А., Воскобойник А.В. (2016) Управление структурой течения внутри полуцилиндрического углубления. Вісник НТУУ «КПІ». Серія машинобудування, 78(3) 112-123.
2. Воропаєв Г.О., Дмитрієва Н. Ф. (2019) Чисельне моделювання вихорових течій в напівциліндричному заглибленні за допомогою відкритих пакетів SALOME, OpenFOAM, Paraview. Вісник Національного технічного університету «ХПІ» Серія: Математичне моделювання в техніці та технологіях, 8(1333) 81-87.
3. Дмитрієва Н. Ф. (2018) Комп'ютерне моделювання тривимірної вихрової структури в напівциліндричному заглибленні. Комп'ютерна гідромеханіка: VI міжнар. науково-практичної конф. (Київ, 26-27 вересня 2018 р.), Київ: ІГМ НАН України, 26-27.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ МОДЕЛЮВАННІ ОБТІКАННЯ ПЛАСТИНИ З ВИКОРИСТАННЯМ ГРАФІЧНИХ ПРОЦЕСОРІВ

Довгий С. О.<sup>1</sup>, Буланчук Г. Г.<sup>2</sup>, Буланчук О.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України, Київ,

[info@itgip.org](mailto:info@itgip.org)

<sup>2</sup>ДВНЗ «Приазовський державний технічний університет», Маріуполь,

[ggbulan7@gmail.com](mailto:ggbulan7@gmail.com)

<sup>3</sup>Інститут прикладних систем управління НАН України, Київ,

[obulan65@gmail.com](mailto:obulan65@gmail.com)

Розглядалось тривимірне моделювання обтікання пластини методом дискретних вихрових рамок [1] в рамках моделі ідеальної рідини. Чисельні розрахунки базувались на класичному підході, але для прискорення обчислень використовувались графічні процесори. У роботах [2] [3] було показано, що обчислення на графічних процесорах дозволяють отримати кінематичні характеристики течії з достатньою точністю. При цьому вдається пришвидшити розрахунки приблизно у 20 разів. У даній роботі досліджується можливість використання графічних процесорів при розрахунку перепаду тиску на пластині зі збереженням достатньої точності розрахунків.

Для розрахунків використовувалась мова C#. Оскільки використання графічних процесорів вимагає радикальної модифікації алгоритму програмування та організації структури даних, то при моделюванні використовувалась технологія розробки через тестування (TDD), тобто всі кроки алгоритму були ретельно протестовані. Детально створення відповідної структури даних і сам алгоритм програмування відносно методу дискретних вихрових рамок з відповідним кодом описаний в роботі [2].

У методі дискретних вихрових рамок розв'язок крайової задачі для рівняння Лапласа зводиться до сингулярного інтегрального рівняння [1], яке при дискретизації приводить до системи лінійних алгебраїчних рівнянь відносно густини подвійного шару  $g$  приєднаних рамок на пластині. Розв'язуючи дану систему, ми знаходимо густину подвійного шару всіх рамок в кожен розрахунковий момент часу, через яку потім знаходяться всі інші характеристики [1].

Для розрахунку перепаду тиску на пластині використовувався інтеграл Коші-Лагранжа, який можна записати в наступному безрозмірному вигляді:

$$\Delta p = p_- - p_+ = v_+^2 - v_-^2 - 2 \frac{\partial[\varphi]}{\partial \tau}$$

$v_+^2$  і  $v_-^2$  - відповідно швидкості на верхній і нижній частині пластини (верх та низ визначається напрямком нормалі до пластинки),  $\frac{\partial[\varphi]}{\partial \tau} = \frac{\partial\varphi_- - \varphi_+}{\partial \tau}$  - похідна по безрозмірному часу  $\tau$  від перепаду потенціалу. Після алгебраїчних перетворень формула для перепаду тиску в заданій контрольній точці набуває вигляду:

$$\Delta p = -2(\vec{v} \cdot \text{Grad}(g)) - 2 \frac{\partial g}{\partial \tau}$$

Де  $\vec{v}$  - швидкість рідини в контрольній точці на поверхні пластинки,  $g$  - густина подвійного шару в даній контрольній точці,  $\text{Grad}(g)$  - поверхневий градієнт густини подвійного шару в даній точці.

Для моделювання приєднаних вихорів використовувалась наступна інформаційна модель: поверхня пластики розбивалась на окремі чотирикутні клітинки, які задавались класом VortexFrame а сама пластинка задавалась масивом VortexFrame. Об'єкти класу VortexFrame містять координати контрольної точки, вектор нормалі в цій точці, густину подвійного шару та координати вершин (це спричинює додаткові витрати пам'яті, але

дозволяє прискорити розрахунки). Формули для поверхневого градієнта  $g$  та похідної по часу замінялись їх кінцево різницеви аналогами.

Були проведені дослідження стосовно збереження задовільної точності розрахунків тиску при використанні графічних процесорів. Для тестових розрахунків було розглянуто моделювання обтікання пластини з подовження  $\lambda = 1/4$ , що знаходиться до потоку під кутом атаки  $\alpha = 20^\circ$  (рис.1). Розмір пластинки 2 на 8. Вихрові пелени сходили з усіх кромek окрім передньої.

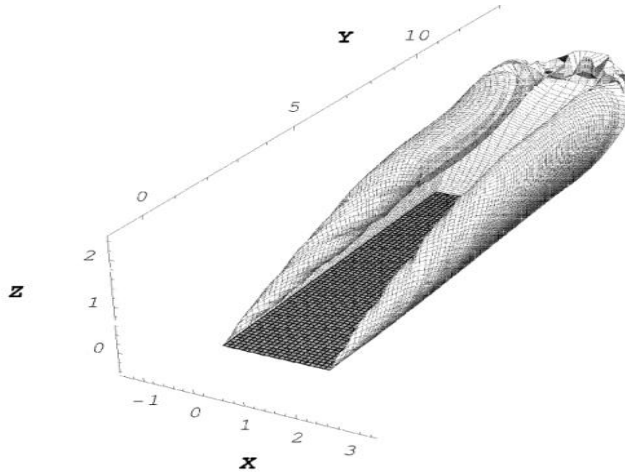


Рис.1 Обтікання пластини під кутом атаки  $\alpha = 20^\circ$

Одиниця довжини розбивалась на 10 відрізків. При розрахунках на центральному процесорі при збільшенні кількості рамок тиск практично не змінювався, тому таке розбиття було взято за основу для порівняння з розрахунками на графічних процесорах. Максимальна відносна похибка при розрахунку тиску з використанням графічного процесора складала:  $\varepsilon = 2.91 \cdot 10^{-4}\%$  при  $\tau = 1$  ( $\Delta p = 0.764$ ),  $\varepsilon = 3.21 \cdot 10^{-4}\%$  при  $\tau = 2$  ( $\Delta p = 1.09$ ),  $\varepsilon = 3.67 \cdot 10^{-4}\%$  при  $\tau = 3$  ( $\Delta p = 0.44$ ),  $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-3}\%$ , при  $\tau = 4$  ( $\Delta p = 0.42$ ).

Таким чином, можна зробити висновок, що розрахунок тиску з використанням графічного процесора істотно не погіршує результати обчислень.

#### Перелік посилань:

1. С.А. Довгий, И. К. Лифанов. Методы решения интегральных уравнений, К. Наукова думка, 2002, 343 с.
2. С.О. Довгий, Г. Г. Буланчук, О. М. Буланчук, В. В. Листопадова Точність розрахунків поля швидкостей від системи вихрових відрізків при використанні графічних процесорів//Вісник Національного технічного університету «ХПІ».Серія: Математичне моделювання в техніці та технологіях, № 1 , 2023.- С.105-109.
3. Довгий С. О., Буланчук Г. Г., Буланчук О.М. Тривимірне моделювання обтікання пластини методом дискретних вихрових рамок з використанням графічних процесорів//Восьма міжнародна науково-практична конференція “Комп'ютерна гідромеханіка”, 27-28 вересня 2022 р., Київ, С.31-33.

## МОДЕЛЮВАННЯ ЛАМІНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДУ В ЗАДАЧАХ ЗОВНІШНЬОЇ АЕРОДИНАМІКИ

Довгий С.О.<sup>1</sup>, Моїсеєнко С.В.<sup>2</sup>, Редчиць Д.О.<sup>3</sup>, Тучина У.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Інститут прикладних систем управління НАН України, Київ, [s.dovgii@gmail.com](mailto:s.dovgii@gmail.com)

<sup>2</sup>Херсонський національний технічний університет, Херсон, [4moiseenko@ukr.net](mailto:4moiseenko@ukr.net)

<sup>3</sup>Інститут транспортних систем і технологій НАН України, Дніпро,  
[redchits\\_da@ua.fm](mailto:redchits_da@ua.fm)

На сьогоднішній день однією з проблем обчислювальної аеродинаміки є моделювання турбулентності та врахування ламінарно-турбулентного переходу. Ламінарно-турбулентний перехід має велике значення в різних галузях промисловості при розробці сучасних літаків, вертольотів, безпілотників, роторів вітроенергетичних установок, кораблів, підводних човнів, реактивних двигунів та інших пристроїв.

У роботі для моделювання руху суцільного в'язкого середовища використовувалися нестационарні осереднені за Рейнольдсом рівняння Нав'є-Стокса нестисливої рідини разом з диференціальними моделями турбулентності Spalart-Allmaras (SA) [1] та її модифікаціями SARC [2], SALSA [3]. Моделювання ламінарно-турбулентного переходу описувалось за допомогою диференціальної  $\gamma$ - $Re_{\theta}$  моделі [4].

Розглянуто обтікання плоскої пластини, кругового циліндра та аеродинамічного профілю, які дозволяють дослідити та верифікувати моделі турбулентності щодо їх можливостей відтворювати властивості переходу ламінарної течії у турбулентну для найрозповсюдженіших типових геометричних конфігурацій обтічних поверхонь.

Дослідження ламінарно-турбулентного переходу на плоскій пластині при різних параметрах потоку, що набігає, проведено фірмою Rolls-Royce і відомі за назвою T3 серія експериментів. У роботі розглядаються три режими обтікання плоскої пластини T3A-, T3A, T3B при різному рівні інтенсивності турбулентності в потоці, що набігає. Представлено розподіли коефіцієнтів тертя по поверхні плоскої пластини для різних режимів обтікання (рис. 1), які отримано за допомогою моделей турбулентності SA і SALSA і порівнюються з експериментальними даними та результатами чисельного моделювання з використанням моделі турбулентності SST Menter.

Проведено порівняння результатів розрахунків обтікання циліндра з використанням моделі  $\gamma$ - $Re_{\theta}$  ламінарно-турбулентного переходу і без неї. На рис. 2 представлено зміну зони переміжності та характеру ламінарно-турбулентного переходу від числа Рейнольдса. Зі збільшенням числа Рейнольдса зона ламінарно-турбулентного переходу зміщується вгору по потоку та змінюється характер переходу від відривного до природнього. Показано, що при низьких числах Рейнольдса, коли обтікання циліндра носить ламінарний характер, а слід турбулентний, використання моделі турбулентності SA і SARC призводить до розвитку турбулентного примежового шару на циліндрі і, як наслідок, до зміни розташування точки відриву. Неправильне розташування точки відриву впливає на розподіл тиску в донній частині циліндра і на інтегральні аеродинамічні характеристики.

Ще однієї задачею, на якій проводилося тестування  $\gamma$ - $Re_{\theta}$  моделі ламінарно-турбулентного переходу спільно з моделями турбулентності SA і SARC, було докритичне та закритичне обтікання аеродинамічного профілю NACA 4412 турбулентним потоком (рис. 3). Встановлено, що застосування моделі переходу дозволяє адекватно відтворити ламінарний відрив поблизу передньої крайки профілю NACA 4412 з подальшим його приєднанням. Показано, що застосування диференціальної  $\gamma$ - $Re_{\theta}$  моделі ламінарно-турбулентного переходу якісно і кількісно покращує результати чисельного моделювання.

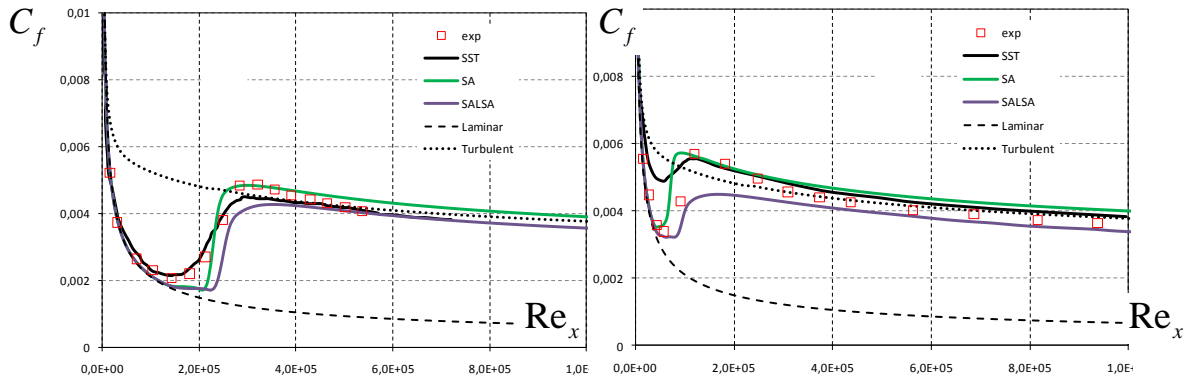


Рис.1. Розподіл коефіцієнтів тертя по поверхні пластини для режиму обтікання Т3А (а) та Т3В (б): exp [Savill (1993)], SST [Langtry (2009)], SA, SALSA, Laminar, Turbulent

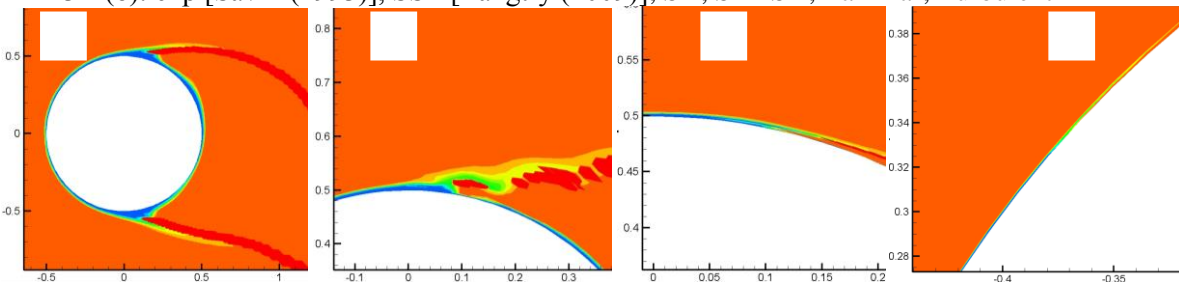


Рис. 2. Контури переміжності при обтіканні циліндра: а –  $Re = 10^4$ , б –  $Re = 10^5$ , в –  $Re = 10^6$ , г –  $Re = 10^7$

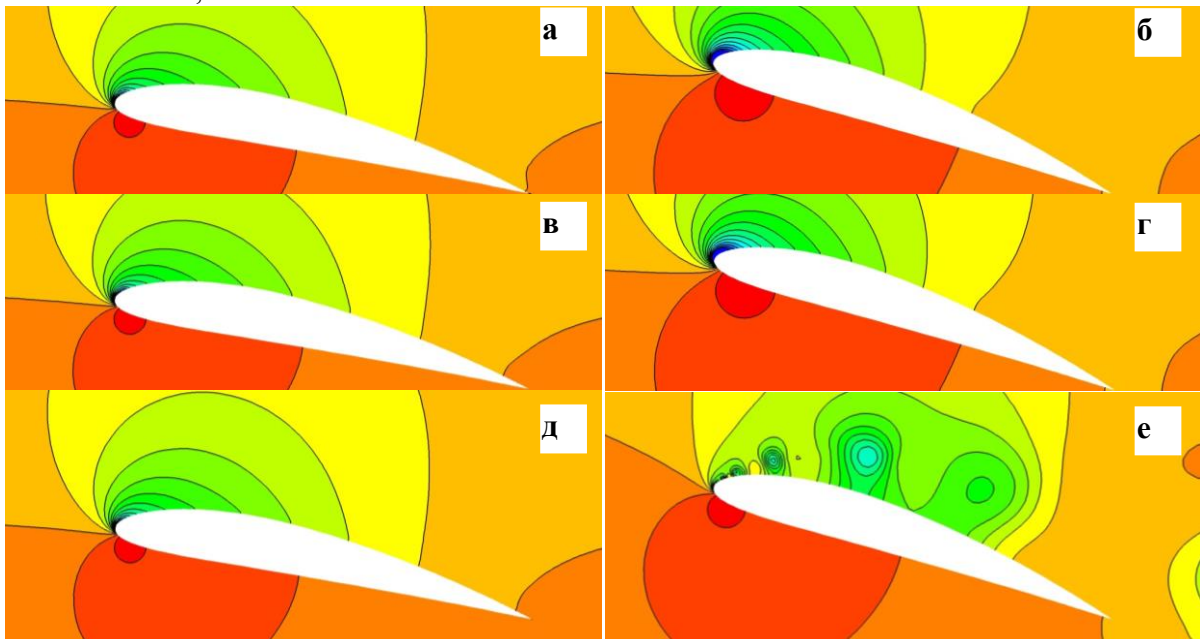


Рис. 3. Ізобари при обтіканні профілю NACA 4412 для кута атаки  $12^\circ$  (а, в, д) та  $18^\circ$  (б, г, е): а, б – SA; в, г – SA+ $\gamma-Re_\theta$ ; д, е – SARC+ $\gamma-Re_\theta$

#### Перелік посилань

1. Spalart, P. R., Allmaras, S. R. (1992) A one-equation turbulence model for aerodynamic flow. AIAA Paper, 112, 28.
2. Spalart, P. R., Shur, M. (1997) On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. Aerospace science and technology journal, 1, 5, 297–366.
3. Rung, T., Bunge, U., Schatz, M., Thiele, F. (2003) Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation. AIAA Journal, 4, 7, 1396–1399.
4. Langtry, R. B., Menter, F. R. (2009) Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. AIAA Journal, 47, 2984–2906.



## МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ЗАДАЧІ КОШИ-ПУАСОНА

Колпаков В.А.<sup>1</sup>, Черній Д.І.<sup>2</sup>, Ванін В.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна,  
 viktor.a.kolpakov@gmail.com

<sup>2</sup>Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна,  
 d\_cherniy@ukr.net

<sup>3</sup>Харківський національний технічний університет "ХПІ", Харків,  
 vvaplb5256@gmail.com

До задачі Коши-Пуасона зводиться задача про знаходження руху у гравітаційному полі вільної межі  $L(t)$ , яка відокремлює важку рідину, що знаходиться під вільною межею  $L(t)$  в області  $D^+(t)$  нескінченної глибини (Рис.1). Рух починається після задання початкової геометрії (початкового збурення) вільної межі при заданих початкових швидкостях в частинках рідини, що визначають вільну межу, при збереженні постійного значення розподілу тиску на межі  $L(t)$ , з боку області  $D^-(t)$ . На великій, але скінченній відстані від збурення, в точках  $a$  та  $b$  рух рідини та збурення вільної межі вважаються відсутніми.

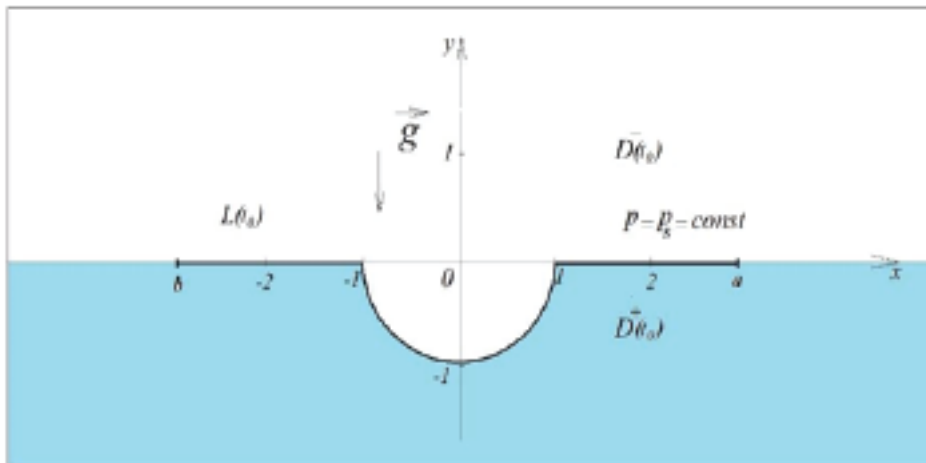


Рис.1. Постановка задачі

Задачу про знаходження у площині  $OXY$  руху частинок середовища, які складають вільну межу що деформується у векторному полі градієнта гармонійної по просторовим змінним  $\vec{r} = (x, y) \in D^+$  функції  $\varphi = \varphi(x, y, t)$ , такої, що  $\vec{v} = \nabla\varphi$  (де оператор Гамільтона застосовний тільки для просторових змінних, незважаючи на те, що функція має параметричну залежність від часу  $t$ ), можна представити у вигляді:

при  $t \geq t_0$ :  $\Delta\varphi = 0$ , для

$$\vec{r} = (x, y) \in D^+(t), \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{r}_s}{dt} = \nabla\varphi^+|_{L_s} \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi^+}{dt}|_L = \left( \frac{(\nabla\varphi^+)^2}{2} - \frac{y_s}{Fr} \right)|_L \quad (3)$$

З початковими умовами, при  $t = t_0$ :

$$L(t_0) = L_0, \quad \vec{V}(r_s(t_0)) = \vec{V}_{s0} = \nabla\varphi^+(t_0), \quad \text{де } \vec{r}_s(t_0) = (x_s(t_0), y_s(t_0)) \in L_0, \quad (4)$$

Єдиність розв'язку визначається завданням умови відсутності виникнення зсувної течії в той чи інший бік:

$$\frac{d}{dt} \int_L \frac{\partial \varphi^+}{\partial s} ds = 0 \quad (5)$$

Результати (Рис.2) та (Рис.3):

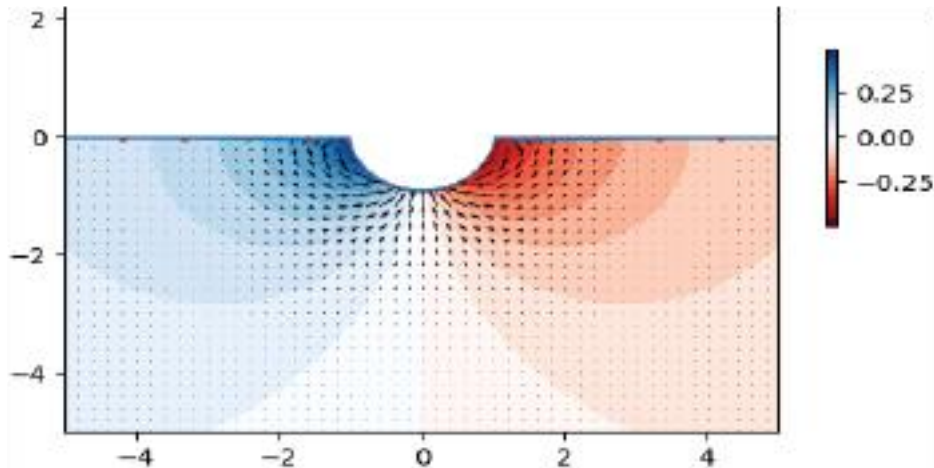


Рис. 2. Векторне поле в момент часу  $t = 0$

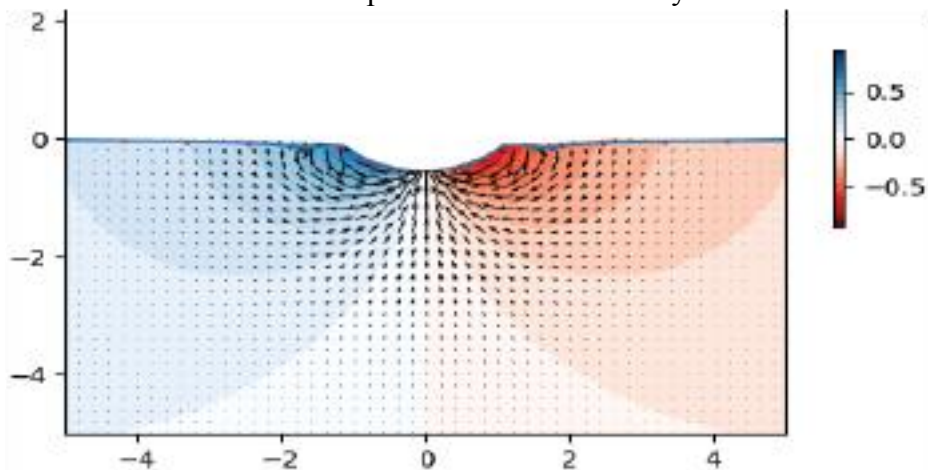


Рис. 3. Векторне поле в момент часу  $t = 10$

#### Перелік посилань:

1. Dovgiy S. O. Algorithms of the Discrete Singularity Method for Computing Technologies/  
Dovgiy S. O., Lyashko S. I., Cherniy D. I. // Cybernetics and Systems Analysis. – 2017. – Vol. 53, 6. – P. 950-962..
2. Колпаков В. А., Черній Д. І. Метод розв'язання задачі Коши-Пуассона. Матеріали XXII Міжнародної науково-практичної конференції «Шевченківська весна – 2024» 11 квітня 2024р., м.Київ, Україна. - К.: Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 2024, С. 85. [https://probability.knu.ua/shv2024/ShV\\_2024.pdf](https://probability.knu.ua/shv2024/ShV_2024.pdf).
3. Milton Van Dyke An Album of Fluid Moution.- California, Stanford, "The Parabolic press", 1983,184pp.

## УЗАГАЛЬНЕННЯ ЗАДАЧІ ФАРАДЕЯ ПРО ПАРАМЕТРИЧНІ КОЛИВАННЯ РІДИНИ З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ ПІД ДІЄЮ ВЕРТИКАЛЬНОЇ СИЛИ

Константинов О.В.

Інститут математики НАН України, м. Київ, akonst.im@ukr.net

Як відомо із історії механіки, параметричний резонанс в механічній системі «резервуар – рідина з вільною поверхнею» вперше експериментально досліджував Фарадей в 1831 р (Рис. 1а). Циліндричний резервуар, частково заповнений водою, був встановлений на спеціальному лабораторному устаткуванні і мав можливість рухатись у вертикальній площині за заданим гармонічним законом. Результатом експерименту було встановлення Фарадеєм того факту, що перша резонансна частота вільної поверхні рідини дорівнює половині частоті збурення резервуара. Оскільки резервуар рухається тільки вертикально за заданим законом, коливання рідини ніяк не впливають на характер його руху. Однак у більшості практичних застосувань (качка судна на хвилях, політ ракети-носія і т.п.) конструкція з рідиною може здійснювати поступальні та кутові рухи у різних площинах як за рахунок коливань вільної поверхні рідини, так і за рахунок наявності зовнішніх силових або моментних збурень. При цьому маса рідини може суттєво перевищувати масу резервуара, а тому врахування сумісного руху резервуара та рідини з вільною поверхнею та їх взаємодії є визначним фактором.

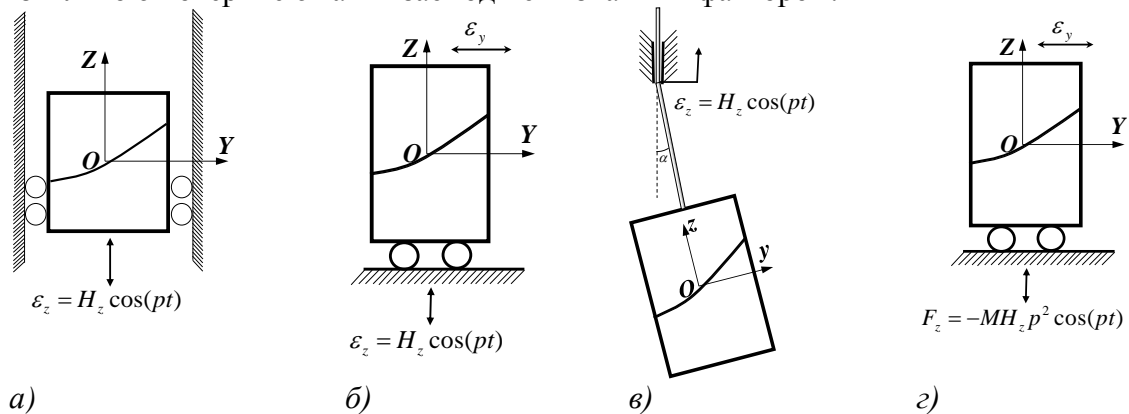


Рис. 1 Механічна постановка задачі Фарадея

Таким чином, врахування можливості рухів резервуара, що відрізняються від заданих вертикальних, та рухомості рідини, яка також може суттєво впливати на динаміку руху системи, дозволяє скласти класифікацію узагальнень класичної задачі Фарадея: 1) резервуар рухається у вертикальній площині за заданим законом та може здійснювати горизонтальні переміщення за рахунок коливань вільної поверхні рідини, тобто система отримує додатковий ступінь вільності – можливість руху резервуара в горизонтальній площині (Рис. 1б); 2) резервуар висить на маятниковому підвісі, точка підвісу рухається у вертикальній площині за заданим законом, резервуар може здійснювати кутові коливання за рахунок коливань вільної поверхні рідини, тобто система отримує додатковий ступінь вільності – можливість кутових коливань резервуара (Рис. 1в); 3) резервуар рухається вертикально за рахунок підведеної сили, яка змінюється за гармонічним законом, тобто система отримує додатковий ступінь вільності – можливість руху резервуара в вертикальній площині (Рис. 1г); 4) резервуар рухається вертикально за рахунок підведеної сили, яка змінюється за гармонічним законом, і горизонтально за рахунок коливань вільної поверхні рідини, тобто система отримує два додаткових ступеня вільності; 5) резервуар висить на маятниковому підвісі, точка підвісу рухається у вертикальній площині за рахунок сили, яка змінюється за гармонічним законом, резервуар може здійснювати як кутові коливання за рахунок

коливань вільної поверхні рідини, так і вертикальні рухи, тобто система отримує два додаткових ступеня вільності.

При цьому для забезпечення повноти постановки задачі використаний наступний підхід: відмова від гіпотези о можливості нехтування коливаннями на власних частотах системи (врахування коливань вільної поверхні рідини на власних та комбінаційних частотах є визначним), дослідження динаміки системи на основі нелінійної математичної багатомодової моделі (12 форм коливань) та врахування сумісного руху резервуара та рідини [1].

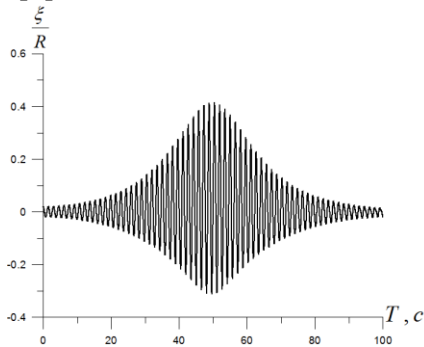


Рис. 3. Амплітуда збурення вільної поверхні рідини на стінці резервуара

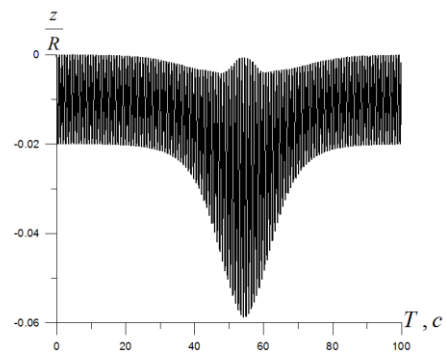


Рис. 4. Амплітуда вертикального переміщення резервуара

Внесення в систему додаткового ступеня вільності – можливості вертикального переміщення резервуара під дією зовнішньої сили – приводить до виродження областей нестійкості на площині параметрів  $(H_z, p)$ , де  $H_z, p$  – відповідно амплітуда та частота зовнішнього силового збурення. Ці області нестійкості перетворюються у прямі лінії, які описуються рівняннями  $p = 2\omega/n$ , де  $\omega$  – власна частота системи,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Якщо частота зовнішньої сили  $p$  відповідає цій формулі, то, як можна бачити із Рис. 3 ( $n = 1$ ), спостерігається вихід коливань вільної поверхні рідини на режим параметричного резонансу (амплітуда коливань збільшується в 40 разів, початкове збурення вільної поверхні рідини на стінці резервуара  $\xi = 0,01R$ ), хоча збурення вільної поверхні рідини викликані динамічним, а не кінематичним зовнішнім впливом. Наявність параметричного механізму підтверджується і характерним для параметричного резонансу частотним спектром – домінуючою частотою коливань вільної поверхні рідини є половина частоти зовнішнього впливу. Близькість значень частоти коливань вільної поверхні і частоти параметричного впливу пояснюють наявність в коливаннях вільної поверхні рідини ефекту сильної амплітудної модуляції та явища антирезонанса. У випадку важкого резервуара, коли маса резервуара набагато більше маси рідини, коливання вільної поверхні рідини та закон руху резервуара в класичній (при заданому законі руху резервуара) і узагальненій задачі Фарадея (при силовому збудженні руху) якісно співпадають. Причиною цього є мала відносна маса рідини, силовий відгук якої в обох випадках не впливає на коливання резервуара, і тому двостороння взаємодія між резервуаром і рідиною відсутня. У випадку легкого резервуара, коли маса резервуара набагато менше маси рідини, на відміну від класичної задачі Фарадея, легкий резервуар під дією вертикальної сили рухається вздовж вертикальної осі не за гармонічним законом, а по більш складному закону (Рис. 4). Силовий відгук рідини на стінки резервуара суттєво впливає на його рух, тому легкий резервуар рухається вертикально за більш складним законом у випадку динамічного збудження руху.

#### Перелік посилань

1. Лимарченко О.С., Ясинский В.В. Нелинейная динамика конструкций с жидкостью. – Киев: Национальный технический университет Украины «КПИ», 1997. – 338 с.

## ІНТЕГРАЛЬНІ ГІДРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧІЇ ПРИ НАЯВНОСТІ ВИХОРИВ, ГЕНЕРОВАНИХ СИСТЕМОЮ ЛУНОК

Коробов В.І.

Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ  
vita.korobov@gmail.com

Відомі різні методи керування параметрами примежового шару [1]. Задача генерації стійких поздовжніх вихрових структур узгоджених масштабів із характеристиками примежового шару з мінімальними витратами набула самостійного значення [2-6].

Вважається загально визнаним, що можна створити обтічну поверхню певної структури, яка матиме менший опір при турбулентному режимі обтікання, ніж опір тертя на ідеальній гладкій плоскій поверхні. Цей ефект пов'язаний з детермінізацією хаотичної пристінної турбулентності, або з пониженням рівня інтенсивності турбулентності при відповідних числах Рейнольдса. Основна проблема цього методу керування потоком - у мінімізації енергії на подолання опору тиску (форми), яку необхідно трансформувати в енергію вихрових структур, які змінюють структуру турбулентності в примежовому шарі. На цьому фоні вважаються перспективним методи керування, пов'язані з генерацією вихрових структур у примежовому шарі при обтіканні заглиблень на обтічній поверхні. Регулярні поздовжні вихрові структури можна реалізувати на заглибленнях певної форми та розмірів (системи лунок).

Важливим є дослідження гідродинамічного тертя поверхні із системою лунок.

Експерименти здійснювалися шляхом продування поздовжньо обтічного циліндра в гідродинамічній трубі (ГДТ) замкнутого типу із наступними характеристиками. Подовження циліндра з обтічниками  $L/D_{\text{цил}} = 12.6$ . Переріз робочої ділянки РЧ ГДТ  $0.4 \times 0.4$  м. Захарщення потоку в РЧ ГДТ менше 1%. Діапазон швидкостей  $0.2-2.0$  м/с.

На поверхні циліндра було декілька зон, на яких розміщувалися системи видовжених овальних лунок (dimples). Співвідношення глибини, ширини і довжини лунки було  $h : b : l = 1 : 2.4 : 8$ . В різних зонах на поверхні циліндра вздовж потоку розміри лунки були різними і варіювалися в межах  $h/D_{\text{цил}} = 0,0089 \div 0,022$ . Система являла собою регулярну комбінацію елементів, що складаються з пари (2-х) лунок, "V"-подібно розташованих по відношенню одна до одної. Довша вісь лунок спрямовувалась під кутом  $+30^\circ/-30^\circ$  до напрямку потоку.

Результати (dimples) зіставлялися з даними гідродинамічного опору гладкого циліндра (smooth) в залежності від числа Рейнольдса (Рис. 1).

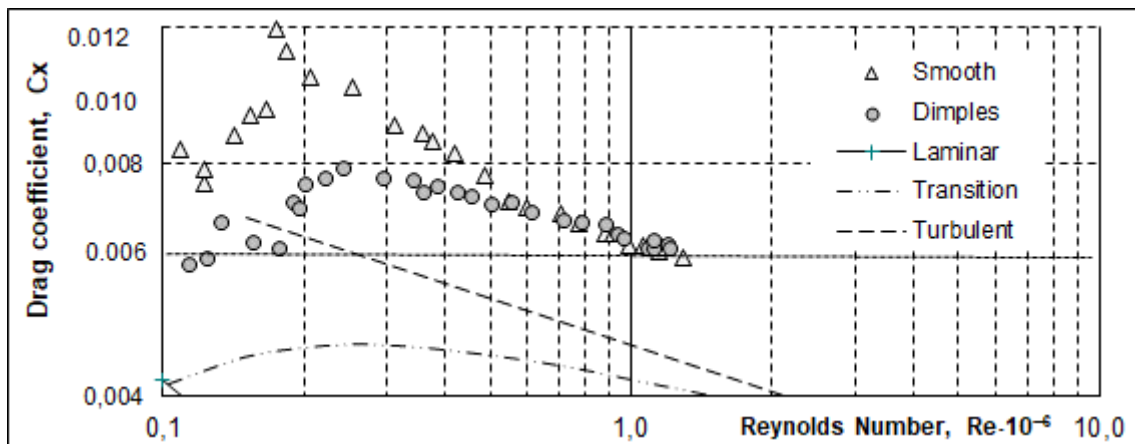


Рис. 1. Гідродинамічний опір циліндра з лунками (○) і гладк. (Δ) по числу Re.

У середині лунок утворюються інтенсивні вихори, які витікають в слід. В примежовому шарі на межі "косого" заглиблення енергію зсувного напруження можливо трансформувати у поздовжню завихореність, за рівнем інтенсивності більшим ніж у сферичних лунок, що суттєво знижує рівень витрат на створення поздовжніх вихрових структур.

Шахове розташуванні пар лунок в послідовних рядах, дозволяє більш ефективно використовувати енергію поздовжніх вихорів для побудови зон локального зниження тертя. Когерентна система вихорів підтримує більшу упорядкованість у примежовому шарі, що приводить до зменшення рівня інтегральних гідродинамічних характеристик.

**Перелік посилань:**

1. Корнилов, В.И. (2005). Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (Обзор). *Теплофизика и аэромеханика*, 12, № 2, 183-208.
2. Кикнадзе, Г.И., Краснов, Ю.К., Подымако, Н.Ф., Хабенский, В.Б. (1986). Самоорганизация вихревых структур при обтекании водой полусферической лунки. *Докл. АН СССР*, **291**, № 6, 1315-1318.
3. Babenko, V.V., Korobov, V.I., Musienko, V.P. (1999) Development of three-dimensional disturbances over concave elastic surface with the help of spherical grooves. *Proc. 11-th International Couette-Taylor Workshop (Centrifugal Flows in Science and Industry), Center of Applied Space Technology and Microgravity (ZARM), University of Bremen, Germany, 20-23 July 1999*, 107-108.
4. Isaev, S., Voropaiev, G., Grinchenko, V., Sudakov, A., Voskoboinick, V., Rozumnyuk, N. (2010) Drag reduction of lifting surfaces at the use of oval dimples as vortex generators. *Abstract of the European Drag Reduction and Flow Control Meeting "EDRFCM 2010"*, 2-4 September 2010, Kyiv, Ukraine, 32-33.
5. Халатов, А.А. (2005) Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок). К.: ИТТФ НАНУ, 140 с.
6. Tay, C.M.J., Khoo, B.C., Chew, Y.T. (2015) Mechanics of drag reduction by shallow dimples in channel flow. *Physics of Fluids (AIP Publishing)*, **27**, 035109. [https://doi: 10.1063/1.4915069](https://doi.org/10.1063/1.4915069).

## ХРЕСТОПОДІБНІ ХВИЛІ У ПРЯМОКУТНИХ БАСЕЙНАХ СКІНЧЕНИХ РОЗМІРІВ

Краснопольська Т.С.<sup>1</sup>, Печук В.Д.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАНУ, м. Київ, krasnopolska1005@gmail.com

<sup>2</sup>Київський національний університет будівництва і архітектури,  
м. Київ, pechuk.vd@knuba.edu.ua

Хрестоподібні хвилі - це хвилі, перпендикулярні до напрямку руху хвилепродуктора. Хоча вони добре відомі принаймні з відомої роботи М. Фарадея 1831 року [3], їх аналіз супроводжується великими математичними труднощами, які викликані тим фактом, що лінеаризовані рівняння не описують механізм їх виникнення і передавання енергії від руху хвилепродуктора в такого роду хвилі.

Хрестоподібні хвилі можуть виникати під час руху хвилепродуктора, який не залежить від поперечної координати, скажімо, від ширини каналу (координати  $y$  на рис. 1), коли коливання хвилепродуктора відбуваються вздовж каналу (вздовж координати  $x$  на рис. 1). В експериментах по збудженню хрестоподібних хвиль хвилепродуктор коливається з частотою, половина значення якої близька до власної частоти хрестоподібних хвиль. Це свідчить про реалізацію параметричного резонансу, тобто механізм збудження хрестоподібних хвиль - реалізація умов параметричного резонансу.

В даній роботі вперше буде показано існування хрестоподібних хвиль без врахування інших поверхневих хвиль в разі, коли геометрія басейну така, що коливання середнього рівня нехтовно малі. Всі попередні дослідження Garrett, Jones, Miles [1, 2, 4, 6, 7] вказували, що саме взаємодія хрестоподібних хвиль з основним базовим рухом вільної поверхні рідини, (вертикальними хвилями), які безпосередньо збуджуються хвилепродуктором, передає енергію хвилепродуктора в хрестоподібні хвилі. В 1972 р. Дж. Махоні [10] переглянув теорію Гарретта, показав, що для довгих басейнів вона непридатна. Він створив теорію генерації хрестоподібних хвиль, коли є взаємодія змушених хвиль (що генеруються біля хвилепродуктора) і хрестоподібних. Махоні розглядав вже нелінійні граничні умови, на хвилепродукторі також. Він, однак, розглядав довгий басейн, для якого врахував умови випромінювання, коли  $x = 0$ . Махоні, як і Гарретт, розглядав механізм нестійкості хвиль чи коливань, які не залежать від координати вздовж хвилепродуктора, а залежать від координати по ширині басейну  $y$ , по якій і генеруються хрестоподібні хвилі. Махоні використовував як головні коливання поверхні рідини, такі, які відповідають славнозвісному розв'язку 1929 року Хавелока для нескінченного басейну. Ми ж розглядаємо генерацію хрестоподібних хвиль в басейні довгому, але скінченних розмірів. А. Джонс [7] утримував всі нелінійні члени, але при цьому його розв'язок для хрестоподібних хвиль знайдено для нескінченно довгого каналу. В роботах Ліхтера та його учнів [8, 9] розглянуто хрестоподібні хвилі для немалих хвильових параметрів по ширині басейну, який є напівнескінченим, що дозволяє застосувати розв'язок Хавелока (1929). Дж. Майлс [1, 2, 6] застосував варіаційний метод (грунтуючись на роботі Люка 1967) для отримання розв'язку для хрестоподібних хвиль в прямокутному басейні. При цьому він зніс граничну умову рівності нулю швидкості на дні басейну на нескінченність, тобто розглядав нескінченно глибокий канал ( $4\pi d > b$ ). Ми ж будимо розглядати хрестоподібні хвилі в прямокутному басейні скінченних розмірів.

Експериментальні спостереження за хрестоподібними хвилями проводилися в дослідному басейні Інституту гідромеханіки НАНУ. Басейн має розміри: довжина

$L = 50$  м, ширина  $b = 6,8$  м і глибина  $3,5$  м. Експерименти проводились при заповненні басейну на глибину  $2,5$  м. Схематично басейн з хвилепродуктором представлено на рис. 1.

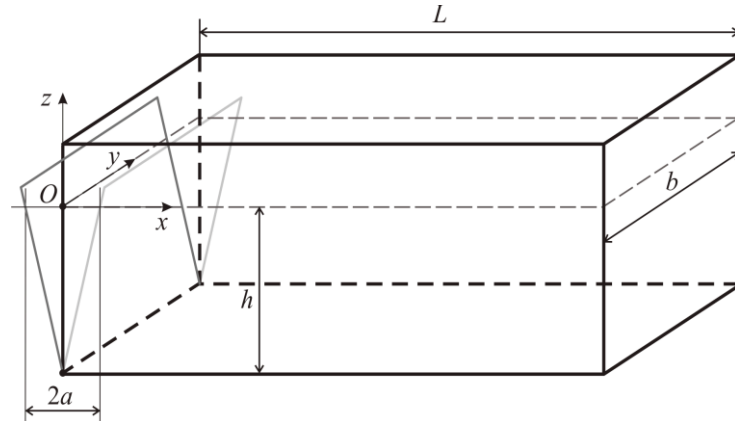


Рис. 1. Схема системи

Введемо декартову систему координат з початком в точці  $O$  на незбудженій поверхні рідини. Хвилепродуктор розташований в одному кінці басейну при  $x = 0$ . Переміщення хвилепродуктора в напрямку осі  $\vec{x}$  описуються функцією

$$u(z, t) = F(z) \sin(\omega t) = \left( a + \frac{az}{h} \right) \sin at,$$

де  $2a$  - розмах коливань хвилепродуктора на поверхні рідини,  $\omega$  - частота. При експериментальних дослідженнях частота хвилепродуктора змінювалась в діапазоні  $0 < f_e < 2,5$  Гц.

#### Перелік посилань:

1. Becker J. M., Miles J. W. (1991) Standing radial cross-waves, J. Fluid Mech., 222, 471–499.
2. Becker J. M., Miles J. W. (1992) Progressive radial cross-waves, J. Fluid Mech., 245, 29–46.
3. Faraday M., (1831) On a peculiar class of acoustical figures and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces, Phil. Trans. R. Soc. London, A121, 299–340.
4. Garrett C. J. R. (1970) Cross waves, J. Fluid Mech. 41, 837–849.
5. Havelock T. H. (1929) Forced surface waves on water, Phil. Mag. (Ser. 7), 8, 569–576.
6. Henderson D. M., Miles J. W. (1990) Single-mode Faraday waves in small cylinders J. Fluid Mech., 213. 95–109.
7. Jones A. F. (1984) The generation of cross-waves in a long deep channel by parametric resonance, J. Fluid Mech., 138, 53-74.
8. Lichter S., Underhill W.B. (1987) Mode-number shifting of nonlinear cross-waves, Phys. Rev., A35, 5282–5284.
9. Lichter S. Bernoff A.J. (1988) Stability of steady cross-waves: theory and experiment, Phys. Rev., A37, 1883–1667.
10. Mahony J.J. (1972) Cross-waves. Part 1, Theory, J. Fluid Mech., 55, 229–244.



## ОСОБЛИВОСТІ КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ЗАДАЧ ДИНАМІКИ РІДИНИ З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ В РЕЗЕРВУАРАХ

Лимарченко О.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, olelim2010@yahoo.com

Задачі динаміки рідини з вільною поверхнею в резервуарах є невід'ємною складовою частиною багатьох інженерних систем, наприклад, аерокосмічних, морських, енергетичних. Постійне ускладнення умов експлуатації таких систем призводять до потреби моделювання динамічної поведінки таких систем в умовах суттєвого прояву нелінійного поверхневого хвилеутворення і енергообміну між рідиною і конструкцією-носієм. Існує багато варіантів аналітичних і числових методів моделювання таких систем, експериментальних результатів, які не призводять до створення цілісної і несуперечливої картини розвитку процесів. Найбільш поширеними є дослідження поведінки таких систем в околі першої резонансної частоти, яка відповідає першій антисиметричній формі коливань. Переважно такі процеси досліджувалися на основі малорозмірних моделей з застосуванням різних додаткових гіпотез щодо моделювання нелінійних властивостей і для випадку заданого руху конструкції-носія. Автором було розвинуто метод моделювання нелінійних задач динаміки сумісного руху резервуарів з рідиною з вільною поверхнею при врахуванні достатньо великої кількості форм коливань вільної поверхні рідини і без використання наперед заданих гіпотез по моделюванню нелінійної взаємодії між формами коливань і рідини з резервуаром. Проведене дослідження розвинення білярезонансних процесів поверхневого хвилецтворення в еліпсоїдальному резервуарі. Задачу розглянуто в нелінійній сумісній постановці при врахуванні 12 форм коливань рідини і збудженні руху резервуара гармонічною силою в горизонтальному напрямку. На графіках представлено залежність в часі збурення вільної поверхні рідини для різних частот збудження віднесених до власної частоти коливань.

Результати такого моделювання порівнювалися з результатами інших авторів і експериментальними дослідженнями. Це дозволило виділити 10 основних факторів, які враховані в моделях в недостатній мірі.

1. Суттєвий прояв модуляції коливань. Наявність модуляції по суті є свідченням того, що в системі усталений рух є неможливим. Більше того, дослідження свідчать про наявність власних частот, які пов'язані трансцендентно, що також унеможлиблює існування усталених режимів коливань, які намагаються дослідити різні автори.

2. Висока чутливість закономірностей розвинення резонансних процесів до малих змін частоти. Як видно з рисунку, зміна частоти на 2% докорінно змінює загальну картину розвинення процесів. Особливо це проявляється на частоті модуляції.

3. Суттєва відмінність загальної картини розвинення процесів для дорезонансної, білярезонансної і зарезонансної зон зміни частот. Проте багато авторів дають лише одну схему поведінки системи в околі резонансу. Зауважимо, що в дорезонансному режимі може проявлятися ефект дрейфу середнього значення коливань, який надалі не спостерігається.

4. Постановка задачі з врахуванням сумісного характеру руху рідини і тіла-носія. З загальних властивостей зміни частот через врахування сумісного характеру руху системи відомо, що власні частоти сумісних коливань зростають в порівнянні з частотами при заданому русі тіла. Таке зростання притаманне лише частотам антисиметричних форм коливань. В підсумку це може привести не лише до змін частот, а й до змін черговості розташування частот за їх величинами в порівнянні з моделями без врахування сумісності руху. В цьому випадку перша частота антисиметричної моди

може бути вже не найменшою, що створює передумови для прояву вторинних резонансів. В роботах ряду авторів така зміна частот ігнорується і по суті замість резонансного режиму розглядається дорезонансний.

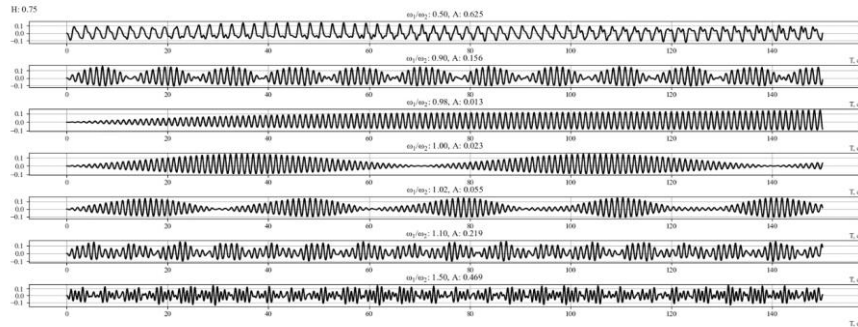


Рис. 1.

5. Кутовий рух тіла-носія. Переважна більшість практичних задач розглядається лише для поступального руху тіла-носія, хоча насправді домінують випадки кутового руху тіла. Такі задачі набагато складніші і при розгляді таких задач спостерігається значно більш сильна зміна власних частот коливань в порівнянні з випадками заданого руху тіла, що суттєво ускладнює динамічні процеси.

6. Попередні припущення щодо механізмів нелінійного енергообміну між формами коливань вільної поверхні рідини. В багатьох моделях заздалегідь визначається форма нелінійної взаємодії між формами коливань на основі колових номерів форм. Перевірка цих гіпотез на основі моделі без такої гіпотези не підтверджує справжність такого підходу.

7. Задачі про параметричні коливання рідини. Такі задачі розглядаються виключно для випадку постановки за Фарадеєм, коли резервуар може здійснювати лише поступальні вертикальні рухи. В реальних задачах рух системи відбувається або в безпорному просторі або при відсутності обмежень руху системи в горизонтальному напрямку. Це вимагає здійснити перехід до моделі сумісного руху системи, переглянути значення частот системи. Найбільш складні режими виникають при додатковому врахуванні кутового руху тіла-носія.

8. Резервуари нециліндричної форми. Частина проблем знімається шляхом введення недекартової параметризації області рідини. Проте через те, що математична задача ставиться лише для об'єму рідини нижче рівня вільної поверхні ігнорується виконання умови на бічних стінках на бічній поверхні резервуара куди можуть доходити гребні хвиль.

9. Обмеження кількості форм коливань у моделі. Переважно розглядаються малорозмірні моделі без врахування форм з кратними коловими номерами. Ігнорування кратних форм з номером 1 призводить до недостатньої крутизни профілів хвиль, а при ігноруванні кратних номерів 0 моделями не відображається виконання однієї з головних властивостей нелінійного поверхневого хвилеутворення: переверщення висоти гребня хвилі над глибиною впадини.

10. Суперечливі результати експериментів. Більшість експериментів виконується для малорозмірних моделей коли ефекти в'язкості призводять до послаблення прояву всіх частот крім резонансної. Це і підсумку дає хибне враження про існування усталеного процесу.

Висновок. Вказано на основні фактори нелінійного моделювання резонансної поведінки системи рідина з вільною поверхнею – тіло-носієм які не завжди враховують інші дослідники.

## РОЗРАХУНОК ШУМУ ЛОПАТИ КВАДРОКОПТЕРА ТА ПОРІВНЯННЯ ЙОГО З ЕКСПЕРИМЕНТОМ

Лук'янов П.В.<sup>1</sup>, Душеба О.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>КПІ ім. Ігоря Сікорського, p.lukianov@kpi.ua

<sup>2</sup>КПІ ім. Ігоря Сікорського, olegdusheba@gmail.com

За останнє десятиріччя у світі суттєво активізувалось виробництво малої авіації бізнес класу. До цієї категорії, зокрема, відносяться нові конструкції гвинтокрилої техніки, а саме аеротаксі. На сьогодні відомі різні варіанти реалізації роторної частини даних апаратів: квадрокопери, гексакоптери, октокоптери. Авторами даної роботи досліджено модельний шум аеротаксі квадрокоптерного типу [1]. Для даного типу аеротаксі із застосуванням моделі звуку аеродинамічного походження виконано попередні розрахунки шуму 4-ма гвинтами роторів аеротаксі.

Основна мета даного дослідження полягає у винайденні якомога «тихої» форми ротора квадрокоптера. Конструктивно ротори квадрокоптерів та гелікоптерів різняться: у квадрокоптерів немає автомату перекосу, на відміну від гелікоптерів лопаті квадрокоптерів мають суттєву крутку, завдяки якій реалізується повздовжня складова сили тяги. А тому оптимальна форма малошумної лопаті квадрокоптера не співпадатиме з малошумною формою лопаті гелікоптера.

**Постановка задачі.** Нехай є лопать квадрокоптера радіусом  $R=23$  см, зображена на рис.1, яка має повздовжнє лінійне кручення та поставлена під кутом атаки  $\alpha=7^\circ, 10^\circ$  до потоку. Довжина хорди поперечного перерізу лопаті плавно зменшується від комля ( $z=0$ ) до кінця лопаті ( $z=R$ ):  $c_{z=0}=2,25$ см,  $c_{z=R}=2,15$ см. Частота обертання варіювалась від 2500 до 7000 об/хв., лінійна від'ємна кручення лопаті становить  $2^\circ$ .

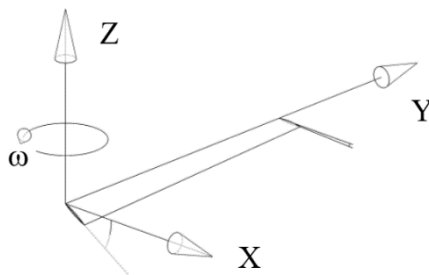


Рис.1 Лопать ротора квадрокоптера

Розрахунки ближнього та дальнього звукового полів виконано з використанням теоретичної моделі [1] для параболічної у перерізі форми лопаті NASA товщиною  $\delta=0,06$ .

Як видно з рис.2, максимум рівня звукового тиску  $L$  поблизу лопаті для однієї й тієї самої частоти для різних кутів атаки та кута постановки лопаті варіюється в межах 3дБ: 95дБ-98дБ. Якщо відстань від лопаті збільшити до  $y = 1,5$  м, хвиля вже є плоскою з постійним значенням рівня  $L=85,25$ дБ. На відстані  $y = 2,2$  м значення  $L=78$ дБ, а для  $y = 4$  м від лопаті значення  $L=72,92$ дБ. Отримані розрахункові дані близько збігаються з розрахунковими даними та експериментальними даними роботи [2]: 82-83дБ. Незначна розбіжність у 2-4 дБ може бути пояснена різними теоретичними моделями, що не враховують в'язкість, тобто додаткового затухання у середовищі. Встановлена істотна залежність рівня шуму від частоти обертання свідчить про те, що в цьому випадку ми маємо справу з шумом обертання.



Рис.2. Частота  $\Omega=2500$  об/хв, кут атаки  $\alpha=7^{\circ}-5^{\circ}$ , кут постановки лопаті: а)  $\psi=30^{\circ}$ ; б)  $\psi=60^{\circ}$

**Розрахунок в ANSYS.** З метою порівняння отриманих вище чисельних розрахунків шуму обертання додатково виконано розрахунок аеродинамічного шуму за допомогою програмного забезпечення ANSYS для  $V=168.599$  м/с ( $M=0,475$ ). Розрахунок звукового спектру проводився у реперних точках 1-5 (рис.3). Так у точці 1 ми можемо спостерігати приблизний максимум у 82дБ на частоті 466,6Гц, що є близьким до даних розрахунку за наведеною вище моделлю та експериментальними даними. У реперній точці 2, далі від зони активного генерації шуму, максимум шуму спадає до рівня 62дБ на частоті 700Гц. Отримані результати чисельних розрахунків надалі будуть використані для пошуку оптимальної малошумної форми лопаті квадрокоптера, аеротаксі.

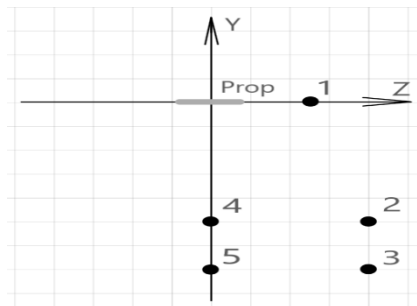


Рис.3

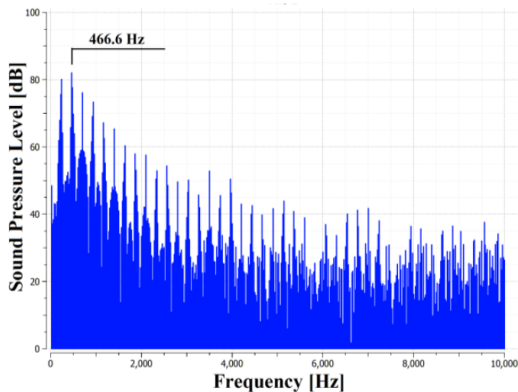


Рис.4

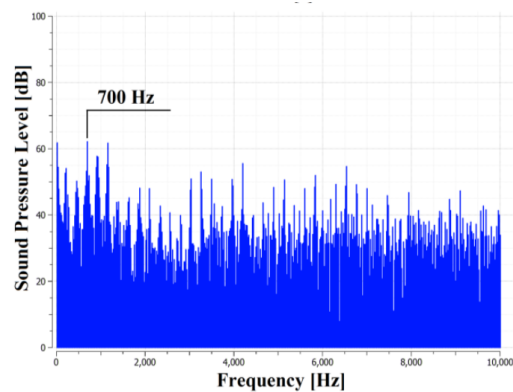


Рис.5

**Перелік посилань:**

1. Lukianov, P., & Dusheba, O. Modeling of Aerodynamic Noise of Quadrotor Type Aerotaxis. *Aviacijno-kosmicna tehnika i tehnologija – Aerospace technic and technology*, 2023, vol. 4, pp. 38-49. DOI:10.32620/akt.2023.4.05.
2. Sinibaldi, G., & Marino, L. Experimental analysis on the noise of propellers for small UAV. *Applied Acoustics*. 2013, vol. 74, iss. 1, pp. 79-88. DOI:10.1016/j.apacoust.2012.06.011.

## КОМП'ЮТЕРНА ДИСТАНЦІЙНА АУСКУЛЬТАЦІЯ СИСТЕМ ЖИТТЄДІЯЛЬНОСТІ ЛЮДИНИ

Макаренкова А.А.

Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ, [maaorama@gmail.com](mailto:maaorama@gmail.com)

У доповіді наведено результати досліджень зі створення та застосування комп'ютерного акустичного комплексу дистанційної аускультатії звуків життєдіяльності пацієнтів, які перебувають у польових умовах далеко від центрів клінічної медицини, які постраждали внаслідок надзвичайних ситуацій (аварії), стихійні лиха, військові дії та потребують невідкладної допомоги, методів лікування чи транспортування у відповідні клініки. Стан їх серцево-судинної та дихальної систем визначають за допомогою простого одноканального пневматичного стетоскопа, позитивними сторонами якого є простота аускультатії (вислуховування) великого обсягу звукової інформації про функціонування зазначених систем, неінвазивність та екологічна безпека. Аналіз результатів аускультатії визначає лікар-діагност виходячи з свого суб'єктивного досвіду робота.

Розвиток акустoeлектроніки спричинило створення багатоканальних комп'ютерних комплексів електронної аускультатії систем життєдіяльності людини. В інституті гідромеханіки НАН України було розроблено та створено чотириканальний комплекс електронної аускультатії КоРА-03М1 [1], цей комплекс показав високу ефективність виявляти характерні акустичні ознаки властиві бронхолегеневим патологіям за допомогою аналізу та обробки звуків дихання. Цей комплекс послужив основою розробки та створення справжнього комп'ютерного комплексу дистанційної аускультатії звуків дихання. Основне призначення цього комплексу є багатоканальна реєстрація звуків дихання в польових умовах, передача звукових портретів у віддалені від місця реєстрації спеціалізовані медичні клініки, де за допомогою цифрової обробки в реальному масштабі часу проводять обробку та аналіз зазначених сигналів, після чого, встановивши діагноз із рекомендаціями по протоколу лікування передаються до місць знаходження пацієнта. Комплекс складається із двох підсистем функціонально пов'язаних між собою, але віддалених на значну відстань один від одного. Перша підсистема призначена для електронної реєстрації багатоканальної пацієнта, друга для обробки сигналів з використанням високоточних математичних алгоритмів. Отримана інформація контролюється висококваліфікованими пульмонологами, після чого передається для використання її лікарям [2]. Апробацію комплексу було виконано спільно з обласною клінічною дитячою лікарнею міста Івано-Франківська та Інституту гідромеханіки НАНУ. Вона показала високу ефективність комплексу виявляти бронхолегеневі захворювання на їхній ранній стадії розвитку.

### Перелік посилань

1. Свідоцтво про державну реєстрацію №5528/2006. "Комплекс фоноспірографічний комп'ютерний КоРА-03М1".

ТУ У33.1-05417354-001:2006.

2. Телемедична система аускультатії звуків життєдіяльності людини: пат.132498 України: МПК А61В 7/04 (2006.01). № u 2018 10102; заявл. 10.10.2018; опубл. 25.02.2019, Бюл. №4.

## ВИЗНАЧЕННЯ ОСАДКИ, ДИФЕРЕНТА ТА ШВИДКОСТІ МОДЕЛІ СУДНА ФОТОГРАМЕТРИЧНИМ МЕТОДОМ

Мороз В.В.<sup>1</sup>, Кочін В.О.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, office@hydromech.com.ua

Метод цифрової фотограмметрії є одним із методів дистанційних вимірювань, що дозволяє визначити за фотознімками досліджуваного об'єкта його форму, розміри та просторове положення у заданій системі координат та їх зміни через задані інтервали часу.

В роботі досліджено можливість використання методів цифрової фотограмметрії для визначення осадки, диференту та швидкості моделі під час проведення буксирувальних випробувань.

Система визначення диферента, положення центру тяжкості та швидкості руху моделі фотограмметричним методом складалася з двох контрастних маркерів (носового та кормового), які розташовані в діаметральній площині моделі по лініях її носового та кормового перпендикулярів; цифрової фотокамери; мінікомп'ютера для дистанційного керування фотокамерою по кабелю USB; брзкозахисного боксу з елементами кріплення фотокамери (з регульованими опорами та бульбашковим рівнем); лазерного далекоміра для визначення дистанції фотозйомки та визначення кута між головною оптичною віссю фотокамери та напрямом руху моделі; прожектора освітлювального; растрового графічного редактора визначення піксельних координат маркерів на матриці фотокамери.

Обчислення положення центру тяжкості  $T_M$  і кута диферента моделі  $\psi$  здійснювалося шляхом визначення піксельних координат носового  $n_{HX}$  і кормового  $n_{KX}$  маркерів на вертикальній осі матриці фотоапарата, перерахування піксельних координат в метричні, використовуючи дистанцію  $D$  від матриці фотоапарата до площини руху моделі, фокусної відстані об'єктива  $f$ , розміру пікселя матриці фотоапарата  $\Delta p$  та відстань маркерів від головної ватерлії моделі  $d$  за наведеними нижче формулами.

$$T_M = \frac{D}{f} \cdot \Delta p \cdot \left( \frac{n_{HY} + n_{KY}}{2} \right) - d \qquad \text{tg } \psi_0 = \frac{n_{HY} - n_{KY}}{L_{pp}}$$

де  $L_{pp}$  піксельна відстань між маркерами по осі X матриці фотоапарата.

Експеримент, проведений у швидкісному гідродинамічному басейні інституту гідромеханіки НАН України, показав, що похибка визначення координат носового та кормового маркерів фотограмметричним методом не перевищує 1 мм, що відповідає рекомендаціям ІТТС (International towing tank conference) 7.5-02-05-01 High Speed Marine Vehi Resistance Test. Порівняння величин кутів диферента та положень центру тяжіння на моделі судна, визначених фотограмметричним методом і визначених за допомогою датчиків кутових переміщень, заснованих на ефекті Холла та встановлених у підвісці моделі у вигляді пантографа, показав їх тотожність.

Також фотограмметричним методом була визначена швидкість руху моделі шляхом вимірювання зміни горизонтальної піксельної координати носового  $n_{HX}$  або кормового  $n_{KX}$  маркерів матриці фотокамери за час між двома знімками  $\Delta t$  та перерахунку піксельних координат у метричні за допомогою тригонометричних формул, використовуючи відомі величини дистанції від матриці фотоапарата до площини руху моделі  $D$ , фокусної відстані об'єктива  $f$  та розміру пікселя  $\Delta p$  матриці фотоапарата за нижченаведеною формулою.

$$T_M = \frac{D}{f} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta t} \cdot (n_{HX2} - n_{HX1})$$

Порівняльний експеримент визначення швидкості руху моделі фотограмметричним методом та за допомогою існуючої вимірювальної системи у складі лічильника імпульсів, фотоелектричного датчика і перфорованого диска, який з'єднаний з системою приводу візка, що буксирується, показав, що похибка визначення швидкості моделі фотограмметричним методом не перевищує 0,1% від максимальної швидкості буксирного візка, що відповідає рекомендаціям ІТТС (International towing tank conference) 7.5-02-05-01 High Speed Marine Vehicles / Resistance Test.

Похибки визначення осадки, диферента та швидкості моделі судна фотограмметричним методом можна зменшити, використовуючи різні методики калібрування неметричних фотокамер.

#### **Посилання:**

1. Могильный С.Г., Беликов И.Л., Ахонина Л.И. Фотограмметрия. – К.: Вища школа, 1985. – 278 с.
2. Дорожинський О.Л. Основи фотограмметрії: Підручник.– Львів: Видавництво Національного університету «Львівська політехніка», 2003. – 214 с.
3. Левицький В.Г. Удосконалення методики аналітичної обробки знімків, отриманих неметричними цифровими камерами при виконанні фотограмметричної зйомки // Вісник Житомирського державного технологічного університету / Технічні науки. –№ 1 (44). – 2008. – Житомир, ЖДТУ. – С. 154–164.

## СТАТИСТИЧНА ОЦІНКА ОСОБЛИВОСТЕЙ РЕАКЦІЇ СТРУКТУРИ ЗАКРУЧЕНОГО ВИХІДНОГО ПОТОКУ КАМЕРИ ЗМІШУВАННЯ НА ЗМІНУ ЇЇ КОНСТРУКТИВНИХ ПАРАМЕТРІВ

Мороз В.В.<sup>1</sup>, Кочін В.О.<sup>1</sup>, Турик В.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, e-mail: [vorez@ukr.net](mailto:vorez@ukr.net),  
[kochin@meta.ua](mailto:kochin@meta.ua),

<sup>2</sup>КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, e-mail: [turick46@gmail.com](mailto:turick46@gmail.com)

Основна особливість вихрових камер змішування (ВК) торцевого типу з однобічним тангенціальним підведенням робочих середовищ полягає в значній нерівномірності розподілу кінематичних параметрів течії на виході з камер. Тим не менше, завдяки відносній простоті конструкції, яка забезпечує створення поля відцентрових сил для інтенсифікації процесів переносу маси і теплоти в порожнині ВК, такі камери широко застосовуються в енергетиці (спальювальні пристрої, вихрові топки парових котлів і промислових печей, високофорсовані камери згоряння МГД-генераторів тощо), машинобудуванні (плазмотрони), хімічній технології (реактори, змішувачі різних компонентів — від одно- і двофазних рідин до багатокомпонентних середовищ) [1]. Традиційно для зменшення зазначеного вище негативного фактору проектувальники ВК йшли шляхами, які призводять до зростання гідравлічного опору: або значним видовженням вихідної частини камери (через те, що поля швидкості вирівнюються набагато довше, ніж поля тиску), або, найчастіше, використанням певних конструктивних ускладнень проточних трактів. Як правило, вибір найбільш раціональних конструктивних параметрів таких додаткових елементів ВК здійснювався на основі викінчувальних випробувань, що вимагає додаткових енергетичних, матеріальних і часових затрат.

Одним з альтернативних методів керування структурою течії у ВК є метод використання виявлених в серії досліджень, наприклад в [2] квазістаціонарних, упорядкованих і взаємоузгоджених, тобто когерентних, вихрових структур (КВС). Ефективність такого методу доводять як гідробіонічні дослідження [3], так і наші попередні досліди аеродинаміки обмежених закручених потоків у ВК [4], хоча процеси в першому і другому випадках, звісно, відрізняються геометричними масштабами. Так, в одній з останніх робіт [5] другого напрямку щодо з'ясування першопричини виникнення так званого «торцевого ефекту» у ВК було встановлено, що набагато менше видовження тупикової частини ВК, порівняно з вихідною ділянкою традиційних конструкцій, може сприяти певній аеродинамічній стабілізації течії у вихідному перерізі камери в сенсі покращення рівномірності профілів усереднених швидкостей і відносної інтенсивності пульсацій швидкості. Досліди показали, що гідравлічні втрати напорі при збільшенні глибини тупикової частини ВК, принаймні до п'яти діаметрів її циліндричної частини, зростали на величину, сумірну з похибкою вимірювання опору. Відомо, що мінімальна дисипація енергії у відкритих нелінійних системах є ознакою самоорганізації квазістаціонарних процесів у стані, близькому до рівноважного (згідно з принципом І. Пригожина мінімального виробництва ентропії в термодинаміці незворотних процесів [6]). Отже, самоорганізовані КВС тупикової зони ВК, очевидно, можуть бути одним з основних факторів керування структурою течії в камері. Є підстави вважати, що взаємодія складових КВС як в тупиковій частині камери, так і при їх зустрічі з проточною (активною) частиною вхідного потоку відбуваються згідно принципу взаємної сприйнятливості вихрових структур [3]. При цьому наявність багатьох гармонік коливальних ступенів вільності окремих складових течії на асимптотичній стадії



формування сукупної вихрової структури на виході камери, очевидно, трансформується до декількох гармонік, що відповідає синергетичному принципу захоплення частот.

Слід очікувати, що на коеволюцію складних вихрових структур, які впливають на вихідні характеристики потоку, мають впливати не тільки глибина тупикової частини камери, але й кути підведення вхідного потоку до її циліндричної частини. З цією метою в роботі досліджується реакція структури вихідного потоку при числах Рейнольдса за параметрами сопла  $Re = 47080$  і  $86530$  на зміну зазначених геометричних параметрів в таких діапазонах: кут підведення потоку відносно поздовжньої осі ВК («осьовий кут»)  $\alpha = -20^\circ \div +20^\circ$ , відносна глибина тупикової частини камери  $L^* = 0 \div 4,4$ . Кут тангенціальності входу потоку повітря до камери  $\gamma = 88^\circ$ . Аналізуються особливості профілів усереднених трансверсальної  $U$  і осьової  $W$  складових швидкості та інтенсивності їх пульсацій  $\varepsilon_w$ ,  $\varepsilon_u$  у вихідному перерізів ВК з урахуванням розподілу контртекстеса, а також особливості перерозподілу кінетичної енергії від трансверсальної компоненти швидкості до осьової. Наведемо деякі інтегральні оцінки зміни параметрів структури вихідного потоку при зміні величин  $L^*$  ВК від 0 до 4,4 при  $\alpha = \text{var}$  (табл. 1).

Таблиця 1

Компонента	Осьова		Трансверсальна	
	$\delta W$	$\varepsilon_w$	$\delta U$	$\varepsilon_u$
Відносна зміна параметра, %				
Осьовий кут	$\alpha = 0^\circ$			
Re = 86530	+19,7	+1,7	- 15	- 5,6
Re = 47080	+8,5	- 0,5	- 20	+5
Осьовий кут	$\alpha = +20^\circ$			
Re = 86530	+24	+2	- 16	+17
Re = 47080	+5,2	- 2,4	- 18	+15,2
Осьовий кут	$\alpha = -20^\circ$			
Re = 86530	+15,4	- 2	- 22,3	+ 14,7
Re = 47080	- 1,3	- 0,2	- 20,6	+ 0,2

### Перелік посилань

1. Халатов, А. А., Авраменко, А. А., Шевчук, И. В. (2000). Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. К.: Ин-т техн. теплофизики НАН Украины, Т. 4: Инженерное и технологическое оборудование, 212.
2. Бабенко, В. В., Турик, В. Н. (2008). Макет вихревых структур при течении потока в вихревой камере. Прикладна гідромеханіка, 10 (82), 3, 3 – 19.
3. Babenko, V. (2021). Experimental Hydrodynamics for Flow Around Bodies. London, UK; San Diego, USA; Cambridge, USA; Oxford, UK: Elsevier Inc., Academic Press, 654.
4. Turick, V., Kochin, V., Kochina, M. (2018). Examining the technique to control the structure of current in vortex chambers by wing vortex generators. Eastern-European Journal of Enterprise Technologies, 1, 5 (91), 28 – 38.
5. Turyk, V., Kochin, V., Moroz, V., Miliukov, D. (2022). Development of an untraditional technique to control the structure of the output flow from a vortex chamber. Eastern-European Journal of Enterprise Technologies, 6, 8 (120), 55–64.  
<https://doi.org/10.15587/1729-4061.2022.268516>
6. Kondepudi, D, Prigogine, I. (2014). Modern Thermodynamics: From Heat Engines to Dissipative Structures, 2nd Edition (CourseSmart). Chichester, New York, Toronto, Singapore. Publisher John Wiley @ Sons, 560.

## ОПТИМАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЕЗПЛОТНИХ АПАРАТІВ ВЕЛИКОЇ ДАЛЬНОСТІ

Нестерук І. Г.

Інститут гідромеханіки, НАНУ, inesteruk@yahoo.com

Зростаючий інтерес до безпілотних апаратів вимагає вдосконалення форм їхніх корпусів для забезпечення максимальної дальності. Деякі результати можна знайти в [1]. Разом з тим, життя вимагає короткого викладу основних принципів та ілюстрації на конкретних прикладах, які могли би бути доступними широкому колу інженерів та менеджерів, які зацікавлені в максимально простих та дешевих технологіях, які можна застосовувати без зниження ефективності апаратів.

Наведено основні принципи вдосконалення форми наземних, повітряних, надводних та підводних апаратів з метою збільшення їхньої економічної ефективності  $k$  - відношення ваги  $mg$  до опору  $X$  [1, 2]:

$$k = \frac{mg}{X} \quad (1)$$

Максимальні значення  $k$  дозволяють апарату здійснити максимальну кількість тонно-кілометрів в одиницю часу, або досягти максимальної дальності  $S$  при фіксованій кількості енергії на борту  $Q$ , потрібної на підтримання сталої потужності двигуна  $XUp_1$  протягом часу  $T$  [1, 2]. Коефіцієнт  $p_1 > 1$  показує, що лише частина запасу енергії використовується для подолання опору  $X$  з механічною потужністю  $UX$  ( $U$  - швидкість усталеного руху). Його значення залежить від ефективності двигуна та рушія, витрат енергії на стабілізацію та управління рухом, роботу приладів, тощо. Тоді для дальності отримуємо:

$$S = UT = U \frac{Q}{XUp_1} = \frac{Q}{Xp_1} = \frac{Qk}{p_1mg} \quad (2)$$

Якщо використати запас енергії на одиницю ваги  $q$  та врахувати, що вага двигуна та палива (або електричних батарей) становлять лише частину загальної ваги апарата  $p_2mg$ ;  $p_2 < 1$ , то рівняння (2) набуває вигляду

$$S = \frac{kqp_2}{p_1} \quad (3)$$

Формула (3) свідчить, що дальність лінійно зростає при збільшенні комерційної ефективності.

Оцінимо дальність електричних апаратів  $S_e$ , використовуючи факт, що сучасні електричні батареї можуть забезпечувати запас енергії приблизно 1000kJ на кілограм ваги, [3]. Тоді  $q$  буде дорівнювати приблизно  $10^5 \text{ J/N} = 10^5 \text{ м} = 100 \text{ км}$ . Беручи до прикладу значення  $p_1 = 5$  та  $p_2 = 0.5$ , отримуємо з (3):  $S_e \sim 10k \text{ (км)}$ .

Наведені формули для економічної ефективності та приклади вибору оптимальних характеристик автомобілів, літаків, повітряних та морських планерів, КАБів, гвинтокрилів, дирижаблів, катерів та підводних човнів.

Форму корпусів слід вибирати близькою до запропонованих раніше безвідривних тіл обертання [4-9], що можуть бути також розраховані відповідно до конкретних потреб. Для достатньо малих апаратів та швидкостей руху можна досягти ламінарного режиму обтікання. Оскільки об'ємний коефіцієнт опору тертя для безвідривних тіл обертання спадає при збільшенні числа Рейнольдса [1, 10], то максимальні значення економічної ефективності досягаються при його критичному значенні, що відповідає ламінарно-турбулентному переходу. Оцінки цього критичного числа Рейнольдса було зроблено в [1, 7] з використанням теорії Толміна-Шліхтинга-Ліня для тонкого профілю [11] та

перетворень Манглера-Степанова [11]. Тому там, де це можливо, слід дотримуватись певного співвідношення між об'ємом та довжиною корпусу, швидкістю усталеного руху, та кінематичною в'язкістю повітря або води [1, 12]. Це співвідношення дозволяє пояснити парадокс Грея [13] та надзвичайно великі швидкості плавання деяких риб [12, 14]. Вибір вдалої форми дозволяє нехтувати опором на корпусах автомобілів, літаків, планерів та FPV дронів (порівняно з опором, пов'язаним з підтримкою ваги).

Наведені прості формули свідчать, що оптимальні крила повинні мати максимальне видовження та експлуатуватись на максимально допустимих кутах атаки. Наведені приклади розрахунків оптимальних характеристик літаків та планерів. Розраховано оптимальні характеристики підводного апарата та дирижабля. Запропоновано перспективну форму корпусу катера, подібну до форми риби вітрильника [8, 9, 15].

Великі значення економічної ефективності відкривають перспективи досягнення великої дальності навіть при застосуванні електричних двигунів, отримання дальності від 410 км до 850 км для літаків, 420-750 км для КАБів, що скидаються з висоти 10км, 800-1200 км для підводних і надводних апаратів та практично необмеженого перебування в повітрі дирижаблів, що живляться сонячною енергією.

### Перелік посилань

1. Nesteruk, I. Efficiency of Steady Motion and its Improvement with the Use of Unseparated and Supercavitating Flow Patterns// *Naukovi Visti NTUU KPI*, 2016, No. 6, pp. 51-67. <https://doi.org/10.20535/1810-0546.2016.6.81605>
2. Gabrielly, Y., von Karman, Th. (1950). What price speed. *Mechanical Engineering, USA*, vol. 72, No. 10, pp. 775-779.
3. [https://en.wikipedia.org/wiki/Power-to-weight\\_ratio#Electrochemical\\_\(galvanic\)\\_and\\_electrostatic\\_cell\\_systems](https://en.wikipedia.org/wiki/Power-to-weight_ratio#Electrochemical_(galvanic)_and_electrostatic_cell_systems)
4. Nesteruk, I. (2014). Rigid Bodies without Boundary-Layer Separation. *Int. J. of Fluid Mechanics Research*, 41(3), 260-281.
5. Nesteruk, I., Passoni, G., Redaelli, A. (2014). Shape of Aquatic Animals and Their Swimming Efficiency. *J. Marine Biology*, Article ID 470715, doi:10.1155/2014/470715
6. Nesteruk, I., Brühl, M., Möller, Th.. (2018) Testing a special shaped body of revolution similar to dolphins trunk. *KPI Science News*, 2, 44-52.
7. Nesteruk, I. (2019). Maximal speed of underwater locomotion. *Innov Biosyst Bioeng*, 3(3), 152–167. Doi: <https://doi.org/10.20535/ibb.2019.3.3.177976>
8. Nesteruk, I. (2020). FASTEST FISH SHAPES AND OPTIMAL SUPERCAVITATING AND HYPERSONIC BODIES OF REVOLUTION. *Innov Biosyst Bioeng*, 4 (4), 169–178. doi: 10.20535/ibb.2020.4.4.215578
9. Nesteruk, I. (2022) Shapes of the fastest fish and optimal underwater and floating hulls, *Theoretical and Applied Mechanics Letters*. <https://doi.org/10.1016/j.taml.2022.100378>
10. Nesteruk, I. (2002) Reserves of the Hydrodynamical Drag Reduction for Axisymmetric Bodies. *Bulletin of Kyiv National Taras Shevchenko Univ., Ser.:Phys.Math*, 4, 12-118.
11. Loitsyanskiy LG. *Mechanics of liquids and gases*. 6th ed. New York, Wallingford: Begell House; 1995. 961 p.
12. Nesteruk, I. Delay of Laminar-Turbulent Transition on Special Shaped Bodies of Revolution and Technology Applications. *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*. 2-6th September 2024. Nagano, Japan
13. Gray, J. (1936). Studies in animal locomotion VI. The propulsive powers of the dolphin, *J. Exp. Biol.*, 13, 192-199.
14. Aleyev, Yu.G. *Nekton*. Dr. W. Junk, The Hague. – 1977.
15. Nesteruk, I., Krile, S., Möller, T. (2023) Improved Low-Drag Pontoons for Water Bikes. *J. Mar. Sci. Eng.*, 11, 1754. <https://doi.org/10.3390/jmse11091754>

## ВПЛИВ НЕНЬЮТОНІВСЬКИХ ЕФЕКТІВ НА СТАБІЛІЗУЮЧИЙ ХАРАКТЕР АОРТОПОДІБНОЇ ЗВИВІСТОСТІ В АРТЕРІАЛЬНІЙ СИСТЕМІ ЛЮДИНИ

Оверко В.С.

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

У даний час існує багато робіт, присвячених експериментальному дослідженню течії крові у кровоносних судинах людини. Але дослідження розподілу гідродинамічних характеристик, таких як в'язкість, вихорові структури та ін. дуже складні та майже відсутні. Таким чином, існує необхідність вдосконалення комп'ютерного моделювання кровотоку на основі технологій CFD і вдосконалення цих моделей на основі експериментальних даних.

В даний час є численні статті присвячені впливу ступеня кривизни, чисел Рейнольдса, Діна і Вомерслі на особливості кровотоку в викривлених судинах [1-3]. Найбільш значні відхилення від потоку в циліндричних трубках виникають через сильну кривизну судини, асиметрію геометричної форми, конусообразність кровоносних судин і їх гілок. Наслідки, обумовлені цими факторами, призводять до атеросклеротичного ураження судин.

У цієї роботи була досліджена течія крові в вигнутих судинах з просторовою формою викривлення. Розрахунки здійснені з використанням нестационарної неявної схеми другого порядку PISO.

Артеріальна стінка вважалася жорсткою. Це припущення використовується відповідно до результатів [4, 5], які показали, що значення зсувного напруження на стінці практично не відрізняються якісно та кількісно в моделях, що використовують апроксимацію жорстких стінок і еластичних стінок. Це припущення також дозволило уникнути використання алгоритмів FSI, які потребують великої обчислювальної потужності. Для моделювання неньютонівської течії крові використовується модель Карро [6]:

$$\mu = \mu_{\infty} + (\mu_0 - \mu_{\infty})(1 + (\lambda\dot{\gamma})^2)^a \quad (1),$$

де  $\mu_{\infty} = 0.056$  Па·с, динамическая вязкость в условии отсутствия сдвиговых напряжений,  $\mu_0 = 0.036$  Па·с, динамическая вязкость в условии максимальных сдвиговых напряжений,  $\lambda = 3,313$ ,  $a = 0,3568$ .

Аналіз результатів моделювання течії крові переконливо демонструє сплющення профілю швидкості в поперечному перерізі судини. Профіль швидкості стає більш заповненим. Сплющення профілю швидкості призводить до зменшення зсувних напружень у ядрі потоку, що, у свою чергу, сприяє збільшенню динамічної в'язкості потоку крові в дочірніх гілках цієї дихотомії.

### Перелік посилань

1. Womersley, J.R. Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known. From the Department of Physiology, St Bartholomew's Hospital Medical College, London, E.C. 1
2. J. H. Siggers and S. L. Waters. Unsteady flows in pipes with finite curvature J. Fluid Mech. (2008), vol. 600, pp. 133–165.

3. U. Morbiducci, R. Ponzini, G. Rizzo, M. Cadioli, A. Esposito, F. De cobelli, A. Del maschio, F. M. Montevicchi, and A. Redaelli. In Vivo Quantification of Helical Blood Flow in Human Aorta by Time-Resolved Three-Dimensional Cine Phase Contrast Magnetic Resonance Imaging. *Annals of Biomedical Engineering*, Vol. 37, No. 3, March 2009 (\_ 2008) pp. 516–531
4. K. Stefanou, K. Naka, L. Michalis, N. Filipović and O. Parodi, Blood flow in arterial segments: Rigid vs. deformable walls simulations. *J. Serbian Soc. Comput. Mech.* 5, 69–77 (2011).
5. S.S. Shibeshi, W.E. Collins, The rheology of blood flow in a branched arterial system. *Appl. Rheol.* 15, 398–405 (2005).
6. B.M. Johnston, P.R. Johnston, S. Corney and D. Kilpatrick, Non-Newtonian blood flow in human right coronary arteries: Steady state simulations. *J. Biomech.* 37, 709–720 (2004).

## ОЦІНКА ХАРАКТЕРУ ВИТОКУ МАСИ ЗРІДЖЕНОГО ГАЗУ ПІСЛЯ РОЗРИВУ ТРУБОПРОВОДУ

Островерх Б.М.

Інститут гідромеханіки НАН України,  
вул. М.Капніст, 8/4, 03680, МСП, Київ-180, Україна  
E-mail: [ostro@ukr.net](mailto:ostro@ukr.net)

В умовах підвищеної небезпеки засобів трубопроводного транспорту внаслідок військових дій виникла необхідність розрахунку кількості та тривалості витoku шкідливого газу, що може створити надзвичайну ситуацію розриву секції аміакопроводу, який перетинає країну. Загальна маса небезпечної речовини, що бере участь у аварії вираховується як сумарна маса, що міститься в лінійній частині трубопроводу між двома запірними пристроями, і сумарна маса, що може виділитися протягом часу, установленого для виявлення витoku речовини та здійснення перекриття запірних пристроїв. Нормативними документами передбачений розгляд сценарію надзвичайної ситуації з гільйотинним розривом трубопроводу.

Аналіз літературних джерел, що присвячені прогнозуванню рівня забруднення природного середовища при витoku аміаку, показав, що розрахунки ведуться з використанням постійного значення інтенсивності викиду. Тобто, процес викиду вважається стаціонарним. Такий підхід є «спрощеним», і через те він не відображає фізику процесу викиду аміаку з аміакопроводу, що знаходиться під надлишковим тиском та створення стану підвищеної небезпеки. В реальності, процес викиду аміаку є нестационарним. Це означає, що навколишнє природне середовище буде отримувати навантаження різне за інтенсивністю. Тому, для адекватного оцінювання рівня забрудненості природного середовища необхідно враховувати зміну тиску з часом у ньому. У такій постановці загальна задача про нестационарний рух однорідного середовища, поставлена в рамках одновимірної задачі, є окремим випадком і зводиться до розв'язування системи двох рівнянь у частинних похідних збереження маси та імпульсу слабо стисливої баротропної рідини (зрідженого газу) [1, 2]:

$$\partial P / \partial t = a^2 \partial(\rho V) / \partial x \quad (1)$$

$$\partial P / \partial x = \partial(\rho V) / \partial t - gI + \rho \lambda V |V| / 2D, \quad (2)$$

Тут  $V$  – середня швидкість несучого середовища по площі поперечного перерізу;  $P$  тиск в системі;  $\rho$  – щільність несучого середовища;  $a$  – швидкість поширення звуку;  $\lambda$  – коефіцієнт гідравлічного опору;  $g$  – прискорення сили тяжіння;  $I$  та  $D$  – ухил та діаметр трубопроводу. Як більш загальна система рівнянь руху зрідженого газу, так і спрощена система рівнянь (1-2) належать до гіперболічного типу і для їх розв'язування можна використовувати одні й ті ж аналітичні та чисельні методи. Іншими словами, задаючи початкові та граничні умови (також знаючи закон зміни  $\rho$ ,  $\lambda$  та  $a$ ), систему рівнянь (1-2) можна принципово розв'язати для різних режимів роботи високошвидкісних трубопровідних систем.

У випадку врахування фазового переходу зрідженого газу, коли відбувається зміна щільності в результаті падіння тиску та утворення суміші зрідженої, газової та парової фаз, у системі рівнянь (1 та 2) додається рівняння збереження мас для визначення щільності та замість рівняння 1 рівняння збереження енергії для визначення тиску у вигляді:

$$\partial P / \partial t + u \partial P / \partial x - a^2 (\partial \rho / \partial t + u \partial \rho / \partial x) - \psi = 0 \text{ чи } \partial [\rho (h + 1/2 U^2)] / \partial t + \partial [\rho U (h + 1/2 U^2)] / \partial x = 0 \quad (3)$$

де  $h$  – ентальпія стану газу та  $\psi$  – параметр, що враховує вплив теплопередачі та тертя [1].

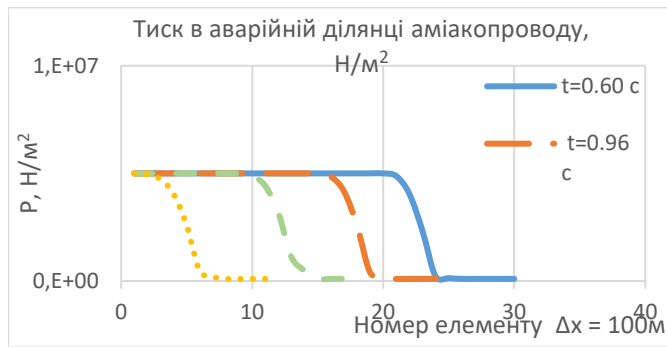


Рис. 1 Результати розрахунків поширення хвилі падіння тиску в зруйнованій секції трубопроводу

розв'язування передбачається проводити попередню лінеаризацію вихідних рівнянь [3]. Більшість авторів, вирішуючи такі задачі, проводили лінеаризацію системи (1-2), замінюючи доданок  $\lambda|V|$  на його постійне значення, що дорівнює середньому значенню за координатою та часом. Крім того, при вирішенні конкретних задач звичайно приймається  $\rho = \text{const}$ , що виключає можливість фазових переходів.

Задля спрощення розрахунку необхідно визначити і прийняти певні допущення. УХТА пропонує прийняти середні параметри, а саме:

- тиск в секції – 50 кг/см<sup>2</sup>;
- швидкість руху зрідженого аміаку у трубопроводі до аварії дорівнює нулю;
- довжина секції - 6000 м з постійним внутрішнім діаметром труби – 0,34 м;
- схема розгерметизації – гільйотинний розрив посередині секції;
- густина рідкого аміаку в секції – 0,627 т/м<sup>3</sup>.

Розрахунок виконано на базі побудованої моделі для площини отвору, що дорівнює площі «живого» перерізу трубопроводу, і таким чином схему руйнування можна трактувати, як «гільйотинний» розрив аміакопроводу. Для цього розроблено програму, яка базується на скінчено-різницевому методі із застосуванням регулярної сітки з розділеними вузлами розрахунку швидкості та тиску (30 елементів для половини секції у випадку симетричного розриву трубопроводу). Крок за часом розраховується згідно критерію стійкості різницевої схеми. Результати чисельних експериментів наглядно свідчать, що значення надлишкового тиску в аміакопроводі змінюється з часом у вигляді поширення хвилі розділу високого та низького тиску, яка впливає на кількість емітованого в повітря аміаку у газовій фазі (див. рис. 1). Наведені вище припущення призводять до того, що не завжди вдається досягти задовільної відповідності між розрахунковими та експериментальними даними [3]. У зв'язку з цим виникає необхідність розробки методу розв'язування системи (1-3) з врахуванням фазового переходу та нелінійності впливу тертя. В такій ситуації передбачається розробити удосконалені універсальні чисельні моделі розрахунку, що дозволить досліджувати ці та подібні задачі транспорту зріджених газів.

### Перелік посилань

1. Mahgerefteh et alt 1999 Fast Numerical Simulation for Full Bore Rupture of Pressurized Pipelines.– AIChE Journal June – vol. 45, No. 6 , p. 1191–1201.
2. Berman V. et alt 2024 Numerical simulation of the unsteady fluid motion in pipelines of unit start-up mode – *ha*, vol. 3(93), № 1., p. 5–15.
3. Bosch, C.J.H. van den 2006 Methods for the calculation of physical effects – due to releases of hazardous materials (liquids and gases) –The Haage:3rd ed.– 870 pg.

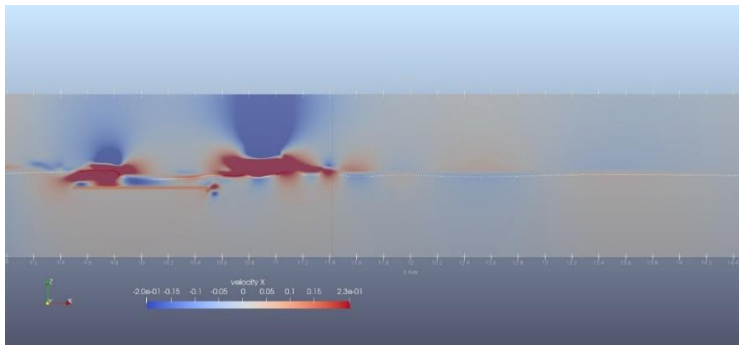
Водночас слід зазначити, що правильне завдання граничних умов і вибір зручного методу розв'язування системи (1-2) найчастіше пов'язане з певними труднощами. У науковій літературі широко використовуються як аналітичні, так і чисельні методи розв'язування систем гіперболічних рівнянь. У зв'язку з нелінійністю системи (1-2) при використанні аналітичних методів

## ОЦІНКА ЕФЕКТИВНОСТІ РОЗТАШУВАННЯ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ХВИЛЬОВОЇ ЕНЕРГІЇ НА ГОРИЗОНТАЛЬНІЙ ЗАНУРЕНІЙ ПЛАТФОРМІ

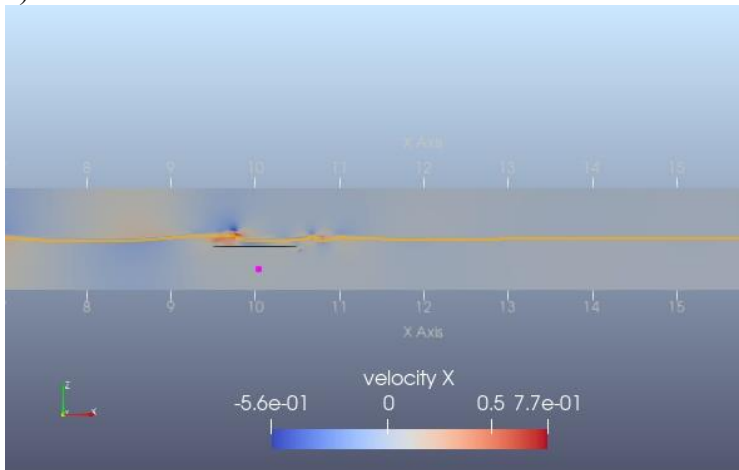
Островерх<sup>1</sup> Б.Н., Потапенко<sup>1</sup> Л.С.

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України,  
вул. М.Капніст, 8/4, 03680, МСП, Київ-180, Україна  
E-mail: [ostro@ukr.net](mailto:ostro@ukr.net) ; [potapenko.ls@ukr.net](mailto:potapenko.ls@ukr.net)

Розташування перетворювачів хвильової енергії (ПХВЕ–WEC) найбільш ефективно у береговій та шельфовій зонах з метою близькості до об'єктів постачання енергії, що виробляється [1,2]. Для оцінки ефективності та перспективності розташування ПХВЕ доцільно розробити чисельні програми, чи користуватися наявними розробками корпорації CFD, WEC-sim та іншими [3]. Тут проведені дослідження коливальних процесів шляхом математичного моделювання гідравлічного лотку з допомогою системи REEF 3D (CFD) з зануреними конструкціями типу платформи на пальових опорах. При цьому у розрахунковій схемі нехтується впливом тонких опор. Розглянуті варіанти дії усамітнених хвиль (solitary wave) як засіб визначення параметрів проникних хвилезахисних конструкцій. Попередні розрахунки показали, що застосування моделі взаємодії усамітнених хвиль з конструкцією,



а)



б)

Рис. 1 трансформації хвиль над пластинкою довжиною  $L=1$  m у різні моменти часу

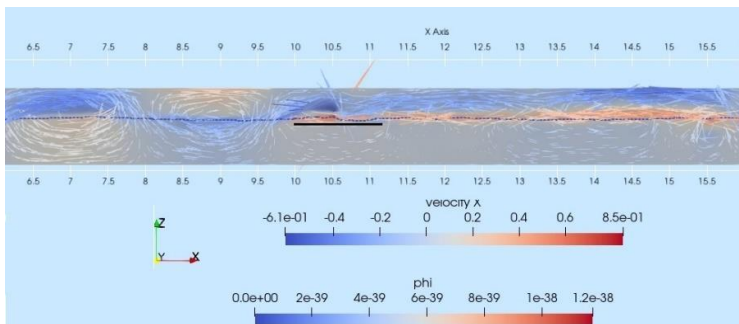


Рис. 2 Результат проходження та трансформації хвиль над пластинкою довжиною  $L=1.2$  m



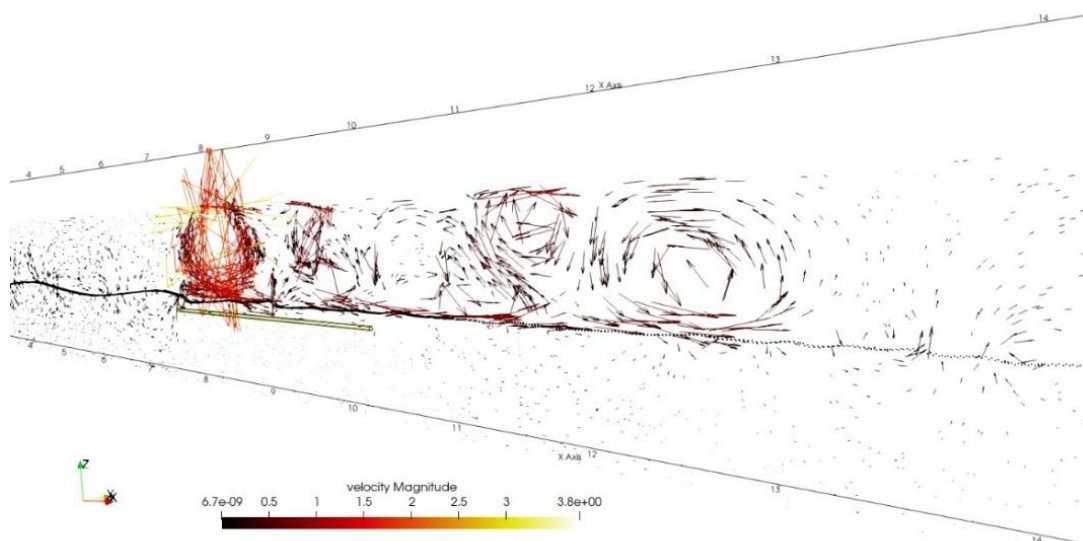


Рис. 3 Ефект трансформації хвиль під час набігання водних та повітряних потоків на горизонтальну пластину (показано зміну висоти хвиль та магнітуд швидкостей)

яка розглядається, не дозволяє оцінити реальні значення розрахункових параметрів [4]. Щодо трансформації періодичних хвиль, то спостерігається розділення енергії хвилі (рис. 1 та 2) пластиною та набігання значної маси хвилі на пластину (платформу). Зворотно-поступальна течія, а відповідно, маса рідини під пластиною рухається горизонтально, але із меншою інтенсивністю (рис 3). Тому розташування механізму відбору енергії доцільно виконувати на платформі, а не під пластиною, як пропонувалося у деяких працях, хіба що відбір енергії хвиль та повітряних вихорів виконувати комбінованими пристроями [4].

**Висновки.** Проведено чисельне моделювання впливу конструкції хвилелому типу зануреної горизонтальної пластини на трансформацію хвилі та вибору конструкції перетворювача хвильової енергії. Необхідно провести випробування у лабораторних умовах конкретних варіантів відбору потужності хвиль (типу гідравлічної турбіни Wells turbine) з метою визначення параметрів конструкції для розрахунку ефективності відбору хвильової енергії.

#### Перелік посилань

1. He M. et Alt 2019 Potential application of submerged horizontal plate as a wave energy breakwater: A 2D study using the WCSPH method Xifeng Gao, Wanhai Xu, Bing Ren, Hongshu Wang.– *Ocean Engineering* 185 (2019).–p.27–46; <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.05.034>.
2. Fragassa C. et al 2019 Numerical evaluation on the efficiency of the submerged horizontal plate type wave energy converter.–Faculty of Mechanical Engineering, Belgrade. *Transactions* (2019) 47, p. 543-551 <https://doi:10.5937/fmet1903543S>
3. Lo et Liu 2013 Solitary Waves Incident on a Submerged Horizontal Plate.– *Journal of Waterway, Port, Coastal, Ocean Engineering*; 9, 2013. [https://doi:10.1061/\(ASCE\)WW.1943-5460.0000236](https://doi:10.1061/(ASCE)WW.1943-5460.0000236).
4. Dong J. et al 2020 An Experimental Investigation of Wave Forces on a Submerged Horizontal Plate over a Simple Slope.– *J. Mar. Sci. Eng.* 2020, 8, 507; <https://doi:10.3390/jmse8070507>

## КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОСТОРОВИХ ТУРБУЛЕНТНИХ ВІДРИВНИХ ТЕЧІЙ У НАДЗВУКОВИХ ПОВІТРОЗАБІРНИКАХ

Польовий О.Б., Редчиць Д.О.

Інститут транспортних систем і технологій НАН України  
Україна, Дніпро, [obp.dnepr@gmail.com](mailto:obp.dnepr@gmail.com), [redchytys\\_da@ua.fm](mailto:redchytys_da@ua.fm)

Досліджується структура надзвуків просторових турбулентних течій, які виникають у модельних конфігураціях повітрозбірників. Згідно з експериментальними даними [1] симетричні бокові сторони повітрозбірників являють собою вертикальні призми з трапеціями в основі (рис. 1, 2). Передні гостри кромки призм мають кути  $\alpha=7^{\circ}$  (випадок «слабкої» взаємодії) та  $\alpha=15^{\circ}$  («сильна» взаємодія). Число Маха незбуреного потоку дорівнювало  $M_{\infty}=3.92$ ; товщина турбулентного примежевого шару перед областю взаємодії  $\delta_0=3.5$  мм; число Рейнольдса, визначене за величиною  $\delta_0$ , складало  $Re_{\delta_0}=3.1 \cdot 10^5$ .

Комп'ютерне моделювання проводилось на основі чисельного розв'язку тривимірних осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса, записаних у довільних криволінійних координатах [2]. Для визначення параметрів турбулентності використовувалась диференціальна модель Спаларта-Аллмараса, яка була адаптована для надзвуків течії [3].

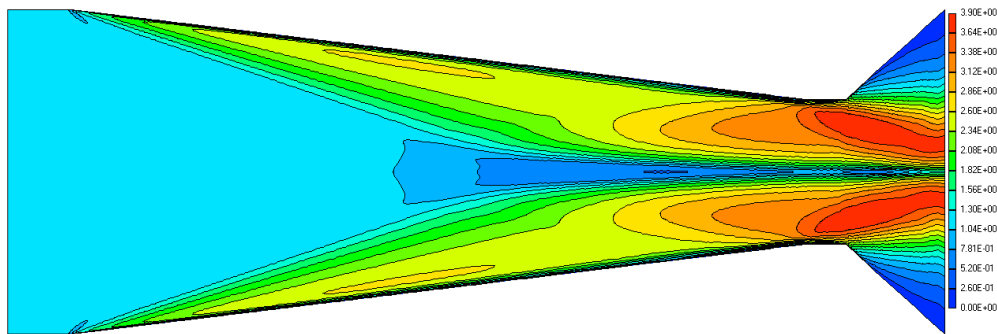
Неявний чисельний алгоритм базувався на схемі Роу із обмежувачами потоку другого порядку точності по простору [2]. Розрахунки проводились на сітках розміром  $200 \times 152 \times 102 \approx 3.10 \cdot 10^6$  та  $413 \times 152 \times 102 \approx 6.26 \cdot 10^6$  вузлів для однієї симетричної половини розрахункової області. Згущення сітки до твердої поверхні забезпечувало умову для безрозмірної координати в найближчій точці  $\Delta y^+ < 0.3$ . Дані для другої половини розрахункової області доповнялись за допомогою віддзеркалення.

Розподіл локальних чисел Маха, просторових ліній течії, модуля коефіцієнта тертя на нижній поверхні повітрозбірника (рис. 1, 2) демонструють складний характер в'язко-нев'язкої взаємодії, яка досліджується. Скошені стрибки ущільнення, що генеруються на гострих передніх кромках, створюють несприятливий градієнт тиску для турбулентного примежевого шару, що набігає. Утворюються «підковоподібні» вихори, розмір яких збільшується пропорційно відстані від передньої кромки. Перетин стрибків ущільнення призводить до додаткового зростання протитиску та виникнення локальної відривної зони зі зворотним перебігом поблизу осі симетрії (рис. 1 б). Збільшення геометричних розмірів центральної зони відривної течії призводить до «відтискання» надзвуків зони від нижньої твердої поверхні та деякого блокування проточної частини повітрозбірника (рис. 2).

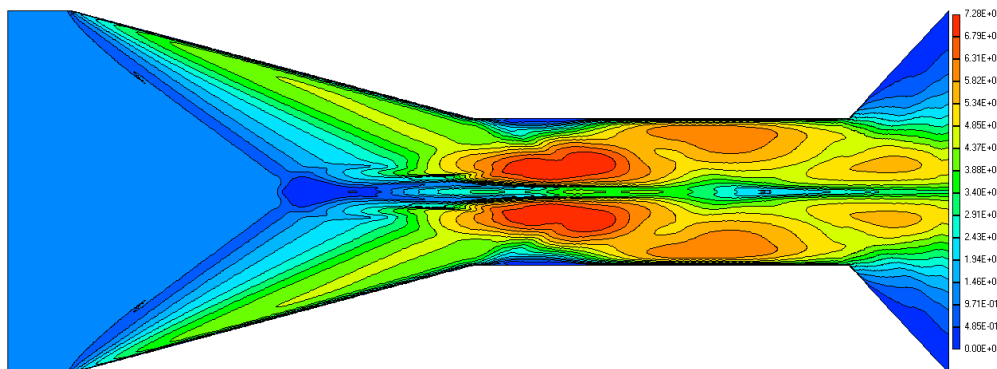
Хвилі розрідження, які утворюються на опуклих кутах бокових сторін повітрозбірників, проводять до локального прискорення потоку, збільшення модуля коефіцієнта тертя та формування додаткової пари «підковоподібних» вихорів, що поширюються вниз по потоку в каналі між стінками (рис. 2). Крім того, тут виникають супутні кутові вихори між вертикальними бічними стінками та нижньою плоскою поверхнею з подальшою інтерференцією окремих відривних зон.

Взаємодія внутрішніх стрибків ущільнення з бічними стінками вносить додаткові зміни до структури течії, які пов'язані з перерозподілом тиску та швидкості всередині відривних потоків. На виході із каналу повітрозбірника спостерігається локальне прискорення потоку, що обумовлено скосами у  $45^{\circ}$  бічної поверхні.

Проведено порівняння отриманих розподілів тиску вздовж осі симетрії повітрозбірників з експериментальними даними та розрахунками інших авторів [1].



а)  $\alpha=7^{\circ}$  («слабка» взаємодія)



б)  $\alpha=15^{\circ}$  («сильна» взаємодія)

Рис. 1. Розподіли модуля коефіцієнта тертя на нижній поверхні повітрязабірника

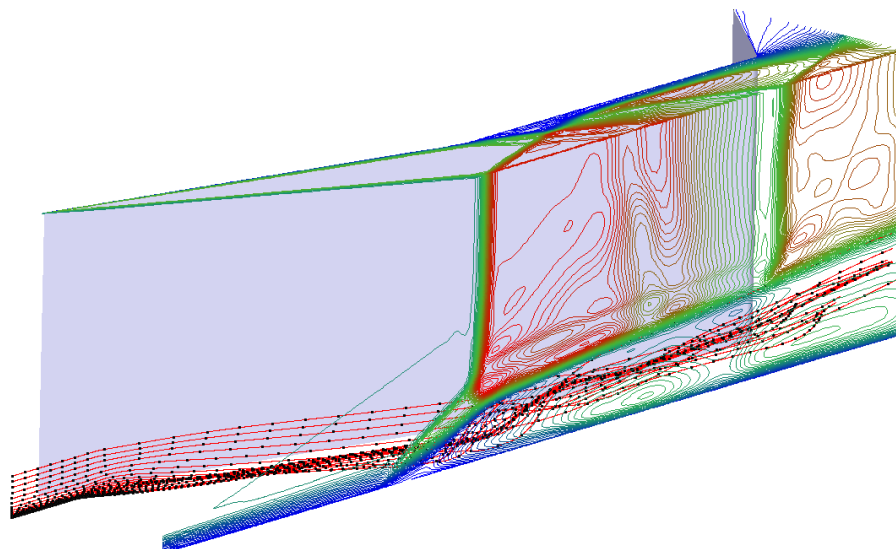


Рис. 2. Розподіли локальних чисел Маха та просторових ліній течії при  $\alpha=15^{\circ}$

#### Перелік посилань

1. Zheltovodov, A.A., Knight, D.D. (2011). Ideal-Gas Shock Wave–Turbulent Boundary-Layer Interactions in Supersonic Flows and Their Modeling: Three-Dimensional Interactions. Shock wave–boundary-layer interactions. Cambridge University Press, 202-258.
2. Полевой, О.Б., Приходько, А.А. (2006). Влияние теплообмена на отрыв пространственного сверхзвукового ламинарного пограничного слоя при обтекании вертикального клина на пластине. Техническая механика, 2, 82-92.
3. Spalart, P.R. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. Intern. Journal of Heat and Fluid Flow, 21, 252-263. [https://doi.org/10.1016/S0142-727X\(00\)00007-2](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(00)00007-2)

## МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЇ ПРИ НАЯВНОСТІ НАСАДКА БРІГГСА-ФОРТА

Пилипченко І.Ю., Черній Д.І.  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ,  
[yindiesel2771@gmail.com](mailto:yindiesel2771@gmail.com), [D\\_Cherniy@ukr.net](mailto:D_Cherniy@ukr.net)

Розроблено чисельний метод та алгоритм моделювання вісесиметричних струменевих течій. Течії породженні ідеальним пропелером, або пристроєм з насадком вісесиметричної форми типу Бріггса-Форта (рис. 1-4).



Рис. 1

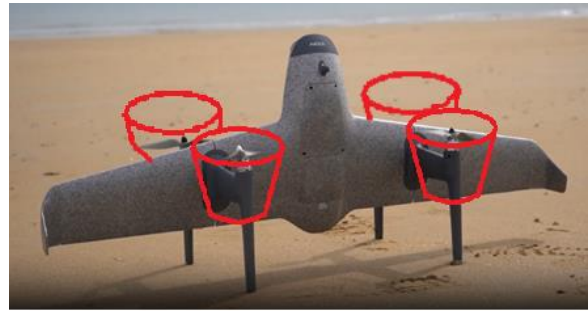


Рис. 2



Рис. 3

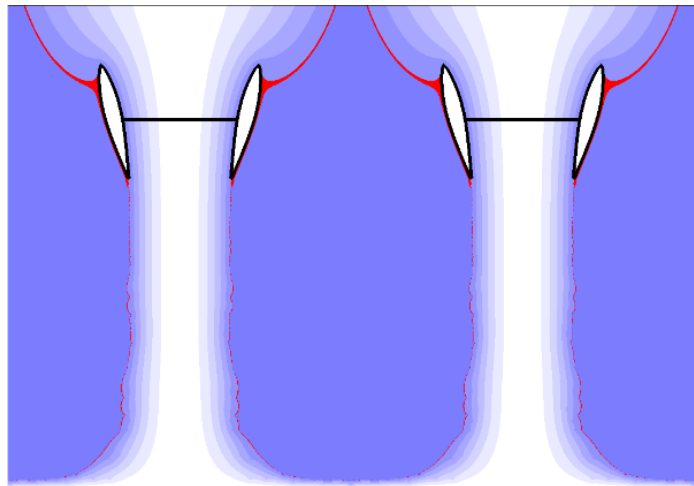


Рис. 4

Досліджено вплив одного насадку типу Бріггса-Форта на формування струменю при трьох режимах роботи:

- 1) зліт літального апарату з платформи;
- 2) вертикальне віддалення від платформи;
- 3) горизонтальний політ.

На графіках (рис. 5) представлено вплив параметрів (кута розкриття насадку Бріггса-Форта, швидкості внутрішньої течії) на співвідношення швидкостей внутрішньої та зовнішньої течій та положення критичної точки на поверхні насадку Бріггса-Форта, що забезпечує досягнення найбільшого значення тяги для утворення підйомної сили.

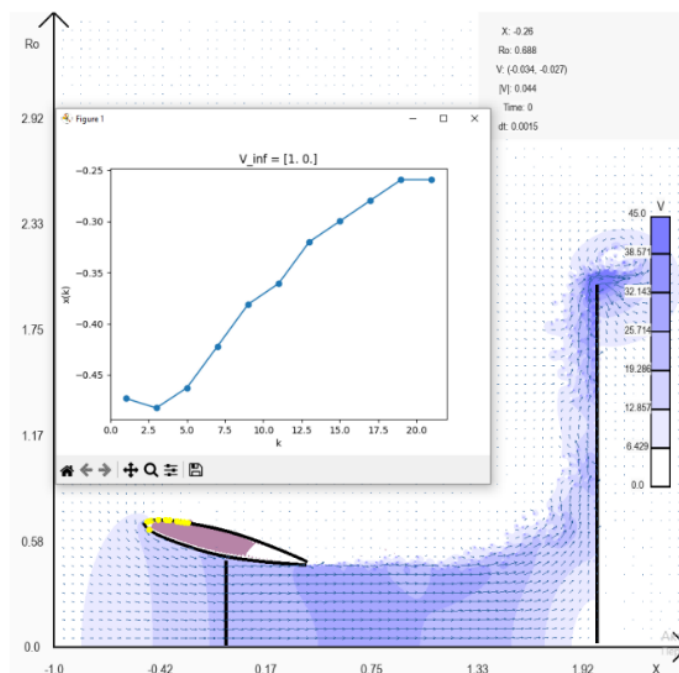


Рис. 5

Результати моделювання показали, що насадок Бріггса-Форта у формі конфузора здатен значно підвищувати імпульс струменю та дозволяє ефективно керувати динамічними характеристиками аеродинамічного рушія. Даний ефект є корисним для проектування надмалих літальних апаратів нестандартного компонування з чотирма насадками Бріггса-Форта та новими функціональними можливостями.

#### Перелік посилань:

1. 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/wp-content/uploads/2023/08/ABSTRACTS\\_MPM\\_2023\\_UKR.pdf](http://lcwf.univ.kiev.ua/wp-content/uploads/2023/08/ABSTRACTS_MPM_2023_UKR.pdf).
2. 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](http://pdmu.univ.kiev.ua/PDMU_2023/PDMU-2023_End.pdf)
3. Моделювання течії з насадком Бріггса-Форта І.Ю. Пилипченко, Д.І. Черній // Taras Shevchenko National University of Kyiv Proceeding of XXII International Scientific-Practical Conference «Shevchenkivska Vesna – 2024» April 11, 2024, Kyiv, Ukraine. [https://probability.knu.ua/shv2024/ShV\\_2024.pdf](https://probability.knu.ua/shv2024/ShV_2024.pdf)
4. Dovgiy S. O. Algorithms of the Discrete Singularity Method for Computing Technologies/ Dovgiy S. O., Lyashko S. I., Cherniy D. I. // Cybernetics and Systems Analysis. – 2017. – Vol. 53, 6. – P. 950-962.

## ВПЛИВ ГЕОМЕТРІЇ ЛУНКИ НА ЇЇ ОПІР

Розумнюк Н.В.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Лункові рельєфи різних форм досить широко вивчаються як один з типів генераторів вихрів для посилення тепло- і масообміну. В той же час, нерівності обтічної поверхні можуть помітно збільшувати її опір. Метою даної роботи є пошук таких форм рельєфу, які здатні генерувати достатньо стійкі системи поздовжніх вихрів при мінімальній зміні загального опору обтічної поверхні.

Для вивчення впливу додаткового опору, який виникає через присутність на обтічній поверхні елементів рельєфу у вигляді лунок різної форми, розглядається пара лунок видовженої форми, розміщених на плоскій поверхні під кутом  $\alpha=30^\circ$  до напрямку потоку, з різною відносною глибиною та формою стінок.

Нестационарний турбулентний потік над поверхнею моделюється чисельно на основі розв'язання нестационарної системи рівнянь Рейнольдса, з використанням моделі переносу напружень для моделювання турбулентності на підставі кодів пакету FLUENT [1]. Розрахункова область має вигляд паралелепіпеда, в основі якого лежить пластина з лунками, на якій ставляться граничні умови прилипання; на вході задано рівномірний потік з рівнем турбулентності 1%, умови симетрії – на бокових поверхнях, рухома стінка без тертя – на верхній границі.

Пари лунок розташовані на певній відстані від вхідної границі, що визначає параметри місцевого примежового шару. При цьому його товщина приблизно в 3-6 разів перевищує глибину лунки, число Рейнольдса за довжиною лунки  $Re_L=1.2 \cdot 10^5$ , за товщиною примежового шару  $Re_{\delta} \sim 33000$ .

Лунки мають осесиметричну форму і складаються з носової, середньої та хвостової частин. Розглядалися лунки, які мали однакову або різну форму носової та хвостової частин, варіювалась кути спряження стінок лунки з площиною обтічної поверхні, а також глибина лунок. Ширина лунок незначно відхилялась від базового розміру для різних модифікацій форми лунки. Розглядалися лунки з однаковою глибиною по всій довжині, і з різним зменшенням глибини до хвостової частини. Було також застосовано згладжування кромки лунки зі змінним радіусом згладжування. На Рис.1 показано типові форми лунок і картини розтікання на їх поверхні.

Аналіз результатів чисельного моделювання показав, що форма лунки впливає на розміри, інтенсивність та локалізацію генерованих всередині лунок вихрових утворень [2], а також на їх розташування в примежовому шарі нижче лунок та швидкість втрати інтенсивності з відстанню. Найбільша втрата інтенсивності відбувається при переході поздовжніх вихрів з лунки в зовнішній потік. Більш плавний вихід, коли вісь вихра менше згинається при переході через вихідну кромку лунки, зменшує стрибок інтенсивності. Тому закруглена кромка або помірне зменшення глибини лунки в хвостовій частині дозволяють зберігати завихреність в ядрі поздовжніх вихрів на більшій відстані за лунками.

Більш мілка лунка генерує вихор з меншою інтенсивністю і розміром, тому він затухає найшвидше після виходу з лунки.

Розподіли тиску і тертя на різних частинах поверхні лунок і в їх сліді нижче в примежовому шарі також залежать від форми лунок.

Носова частина, де утворюється циркуляційна зона і формується вихор, дає практично однаковий від'ємний вклад в силу опору тертя в усіх лунках. Опір тертя середньої частини залежить від кута нахилу стінок до обтічної поверхні в цій частині

лунки, а опір тертя хвостової частини, форма якої найбільше варіювалась, істотно залежить від площі її поверхні.

Складова сили опору тиску у величині загального опору є майже на порядок більшою, ніж сили тертя. Вклад в неї носової частини дещо зростає при більшому куті носової стінки. Опір тиску середніх частин, площа яких найбільша, перевищує опір носових частин і також зростає при збільшенні кута нахилу бокових стінок. Опір тиску хвостових частин може навіть міняти знак, але його вклад в загальний опір є найменшим.

Розподіли тертя на обтічній поверхні в околі пари лунок, відповідно і зміна загального опору ділянки з лунками, також дещо відрізняються при різних формах лунок.

В загальному підсумку, найменшу величину додаткової сили опору генерує наймілкіша лунка, а найбільшу величину отримано для більш глибоких лунок з найбільшими кутами спряження стінок з обтічною поверхнею без згладжування. Менший кут нахилу стінок середньої частини і спрямлення виходу хвостової частини зменшують опір більш глибоких лунок.

Отже, зважаючи на параметри вихрів, генерованих різними формами лунок, і їх опір, можна зробити висновок, що для оптимального співвідношення додаткового опору лунок і здатності генерації ними стійких поздовжніх вихрів лунки повинні мати достатню глибину на більшій частині довжини, помірні кути нахилу стінок циліндричної частини, а також малий кут вихідної стінки.

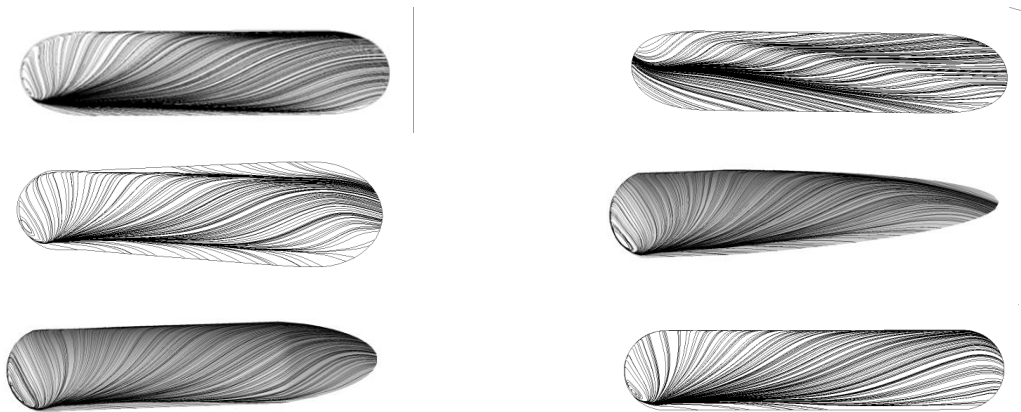


Рис.1. Типові форми лунок і лінії розтікання на їх поверхні  
(показано одну лунку з пари, зверху знаходиться підвітряна стінка, знизу навітряна)

**Перелік посилань:**

1. Воропаев Г.А., Розумнюк Н.В. Моделирование нестационарного пограничного слоя на структурированной поверхности. // *Вісник НТУ «ХПИ»*. – 2019. - № 16 (1188). - С.93-98

2. Розумнюк Н.В. Вплив геометрії лунки на генерацію вихрового руху //Комп'ютерна гідромеханіка: тези восьмої міжнар. науково-практичної конф. Київ: ІГМ НАНУ, 2022. – С. 68-69.

## **ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНОГО СТАНУ ГРУНТОВИХ ОСНОВ СПОРУД**

Савицький О. А.

Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ, savitskii@nas.gov.ua

Окрім методик нормативних документів будівельної галузі ґрунтова основа споруд як механічна система може розглядатися за відповідними фізико-математичними моделями матеріалів суцільного середовища та будівельної механіки, з початковими, граничними та контактними умовами. Ускладнення інженерних моделей з розвитком числових методів розв'язку диференціальних рівнянь у часткових похідних в програмних комплексах дає можливість аналізувати складні розрахункові схеми при взаємодії споруд з ґрунтовою основою, зокрема водонасиченою та підсиленою різними елементами.

Науково-технічний аналіз напружено-деформованого стану (НДС), осідань, оцінки додаткового порового тиску та консолідації в ґрунтах після навантажень із застосуванням комерційних геотехнічних програм (PLAXIS, Midas GTS NX, та інших), розкриває особливості фізико-механічних процесів в спорудах, зокрема при аварійних ситуаціях. Застосування таких програм з дослідною метою обмежене набором моделей та значною вартістю ліцензій.

Розбір опублікованих прикладів для Midas GTS NX [1, 2] при просторовій дискретизації методом скінчених елементів (МКЕ) ілюструє багатогранність застосування інженерних методів при реалізації в розрахункових схемах уточненої геометрії об'єктів, зміни властивостей матеріалів, різноманіття контактних умов, послідовності спорудження, впливу власної ваги, ґрунтових вод та ін. Результатом є оцінка НДС об'єктів будівництва з аналізом та порівнянням варіантів. Комплекс Midas GTS NX призначений для моделювання ґрунтових масивів у складі споруд

Актуальними вважаються можливості оцінки осідання ґрунтових основ, стійкості природних схилів та будівельних котлованів, ліній автомобільних та залізничних шляхів, врахування умов стисненої міської забудови. Традиційно цікавить контактна взаємодія плитного фундаменту з ґрунтовою основою, вплив динамічних навантажень, зокрема при динамічних дослідженнях та сейсмічних впливах.

Для водонасичених основ гідротехнічних споруд проводиться аналіз фільтрації в ґрунтовому середовищі, що складається з матеріалів різної проникності та геосинтетичних компонент, розрахунок порового тиску і часу завершення консолідації та осідань в ґрунтових масивах.

Дисертаційні роботи присвячено моделюванню складних конструкцій під дією статичних та динамічних навантажень, наприклад, реакція на рух поїздів по станції метро в Києві, оцінка безпеки підземних об'єктів Поштової площі, модельних задач про гармонічне навантаження ґрунтової пружнопластичної основи. Розглянуто взаємодію пальових фундаментів з ґрунтовими основами при врахуванні зміни жорсткості конструкцій будівлі

З метою підсилення та реконструкції споруд моделюються додаткові фундаментні елементи, виїмки, підпірні конструкції, що містять георешітки, розпорки, стрижні, бруски або анкери для забезпечення стійкості ґрунтових схилів та котлованів.

Доступне моделювання НДС при вибухових навантаженнях для просторових об'єктів з фізико-механічними моделями ґрунтового середовища, наближених до реальності. Можна виконувати аналіз стійкості уступів кар'єрів відкритої розробки корисних копалин, зсувної безпеки відвалів, розрахунки берм на бортах кар'єрів. Для скельних порід вивчається міцність бортів з урахуванням тріщинуватості, гідравлічного



режиму, шаруватості порід, можлива оцінка вплив вибухових навантажень, міцності бетонного кріплення бортів.

OpenFOAM [3], інструментарій для інженерних і наукових застосувань, що є у вільному доступі з відкритим кодом, включає засоби для вирішення проблем механіки суцільного середовища з просторовою дискретизацією методом скінчених об'ємів. Рівняння в часткових похідних розв'язуються для перехідних чи усталених процесів. Запропоновано чисельні розв'язувачі та утиліти обробки даних на попередній, проміжній та кінцевих стадіях розрахунків. На відміну від попередніх засобів, виконується авторське програмування структурних частин в кодах c++ та ін., створюються для потрібних моделей розв'язувачі, формуються додаткові граничні умови при проведенні наукових досліджень. Крім базових галузей, обчислювальної динаміки рідини (CFD), термомеханіки, електромагнетизму та ін. для моделювання задач механіки твердого тіла запропоновано комплекси засобів Foam-extend [4], soilFoam, у які включено математичні моделі для ґрунтового середовища різної природи, починаючи з пружного тіла, розробки для врахування моделей пластичності, тріщинуватості, поропружності та ін. Для розв'язувача biotFoam [5] було розглянуто шар води на насиченому водою морському дні під фундаментом вітряка, коливання фундаменту та фільтраційні потоки від дії поверхневих хвиль та техногенних навантажень.

Опубліковано результати розв'язувача для усунення проблеми розрідження ґрунту дна від зсувних хвиль, якщо в слабкому ґрунті у вертикальних порожнинах створюються дренажні «колони» з кам'яною засипкою для зниження порового тиску (поширений практичний засіб). Застосовано рівняння з моделюванням руху ґрунту, фільтрації та початку процесу розрідження. Результати дослідження в умовах пласкої деформації спотворюються поблизу колони, де необхідно розглядати просторову взаємодію.

Виконано приклади оцінки НДС, порового тиску та осідань водонасиченого ґрунту на схилах та під фундаментом.

#### **Перелік посилань:**

1. <https://globalsupport.midasuser.com/helpdesk/KB/View/32636343-midas-gts-nx-manuals-and-tutorials>
2. GTS NX 2019 (v2.1) User Manual. <https://www.dropbox.com/s/3lu4ojofzaup72e/GTS%20NX%202019%28v2.1%29%20User%20Manual.zip?dl=1>
3. <https://www.openfoam.com/documentation/user-guide/>
4. <http://www.foam-extend.org>
5. <https://github.com/roenby/biotFoam>

## ПРОБЛЕМИ МОДЕЛЮВАННЯ АЕРОДИНАМІКИ БПЛА ПОБЛИЗУ ВОДНОЇ ПОВЕРХНІ

Сохацький А.В.<sup>1,2,3</sup>, Дреус А.Ю<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара

<sup>2</sup>Університет митної справи та фінансів

<sup>3</sup>Інститут транспортних систем та технологій НАН України

Оборона України від агресії Росії вимагає створення нових систем захисту. Одним з таких видів озброєнь є безпілотні літальні апарати (БПЛА). Події на полі бою свідчать про надзвичайну ефективність і важливість таких засобів. Особливо це важливо для отримання військової переваги в басейнах Чорного та Азовського морів. В цьому контексті представляє інтерес створення надводних БПЛА, що може рухатися поблизу водної поверхні за межами видимості радіолокаційних станцій. Визначення висоти польоту БПЛА над водною поверхнею визначається не тільки технічними властивостями радіолокаційних станцій, але й аеродинамічними характеристиками БПЛА. Динаміка руху БПЛА повинна забезпечувати мінімальну висоту польоту над водною поверхнею. Застосування експериментальних підходів для моделювання аеродинаміки та динаміки руху в таких умовах є проблематичним. Це пов'язано, як з мінливістю геометрії водної поверхні так і з проблемою створення адекватних умов руху в аеродинамічній трубі.

Вплив близько розміщеної межі розділу середовища на аеродинаміку та динаміку руху є недостатньо вивченим питанням. Наявність турбулентного середовища та нестабільність кінематичних параметрів повітряного середовища ускладнюють проблему забезпечення заданого режиму руху транспортного апарата. Окрім цього математичне моделювання турбулентних течій залишається однією з найбільш складних проблем механіки рідини та газу. Це пов'язано зі складністю та недостатнім вивченням турбулентності як фізичного явища. В доповіді розглядаються проблеми побудова математичної моделі, числового методу, алгоритму розв'язування задачі та розробки програмного забезпечення для дослідження аеродинамічних характеристик транспортних засобів, що рухаються поблизу розділу середовищ. Оцінюються можливості використання осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса з застосуванням емпіричних моделей турбулентності. Розроблено методику, алгоритми, та комплекс програм для розв'язування задачі аеродинаміки транспортних апаратів, що рухаються поблизу розділу середовищ. Приводяться приклади числового розв'язування з використання персональних електронно-обчислювальних машин. Проведені дослідження показали, що наявність близько розміщеного розділу середовищ має значний вплив на характеристики течії навколо транспортного засобу.

Аеродинамічні процеси мають визначаючий вплив на технічні характеристики транспортних апаратів, що рухаються поблизу розділу середовищ. Для забезпечення заданого режиму руху транспортного апарата необхідно, щоб його аеродинамічні, геометричні, масові, міцності та динамічні параметри знаходилися в певному діапазоні, а їх похідні за часом мали необхідні значення. Розв'язування цієї проблеми полягає у проведенні цілого комплексу досліджень з аеродинаміки для надання транспортному апарату раціонального аеродинамічного компонування.

Методи моделювання турбулентних течій, з певною мірою умовності можна розділити на три групи: підходи, що базуються на використанні осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса (Reynolds Averaged Navier - Stokes - RANS); два класичних підходи - пряме числове моделювання турбулентності (Direct Numerical Simulation - DNS) і метод моделювання великих вихорів (Large Eddy Simulation - LES);

гібридні підходи, що спираються на спільне використання RANS і LES підходів для різних областей течії [1,2].

На сьогодні найбільш поширеними підходами є методи, що базуються на використанні осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса (Reynolds Averaged Navier - Stokes - RANS). Вони замикаються за допомогою тієї або іншої напівемпіричної моделі турбулентності [1-6].

Класичні вихоророзрізняючі підходи є найбільш досконалыми. Це пряме числове моделювання турбулентності (Direct Numerical Simulation - DNS) і метод моделювання великих вихорів (Large Eddy Simulation - LES). Метод DNS базується на безпосередньому прямому числовому розв'язуванні тривимірних нестационарних рівнянь Нав'є-Стоксу з розрізненням усіх просторово-часових масштабів турбулентності.

У рамках методу LES ті ж рівняння розв'язуються безпосередньо після їх попередньої просторової фільтрації. Це дозволяє виключити з розгляду частину просторово-часових масштабів. Проведена операція дозволяє значно понизити вимоги до просторово-часового розрізнення. Таким чином понижуються вимоги до необхідних обчислювальних ресурсів.

Для урахування впливу відфільтрованих ("підсіткових") масштабів турбулентності притягуються ті або інші напівемпіричні моделі. В науковій літературі для підкреслення кардинальних відмінностей методу LES від підходів, що використовуються для замикання RANS, їх називають "підсітковими".

До третьої групи відносять гібридні підходи, що спираються на спільне використання RANS і LES підходів в різних областях течії. Вони є найбільш розповсюдженими для практичного використання, виходячи з можливостей обчислювальної техніки. У відповідності з даним підходом розрахунок турбулентних течій стисливої рідини проводиться шляхом безпосереднього розв'язування рівнянь Нав'є-Стокса осереднюються за Рейнольдсом для густини та тиску .

Незважаючи на характер осередненої течії, її вимірність та стаціонарність чи нестационарність, необхідно розв'язувати тривимірні нестационарні рівняння Нав'є-Стокса. Це пов'язано з тим, що турбулентність є принципово тривимірним і нестационарним явищем. Слід звернути увагу на те, що для ряду моделей, наприклад DNS, необхідно забезпечити достатню точність розрізнення усіх просторово-часових масштабів турбулентності.

Роботу виконано за фінансової підтримки Національного фонду досліджень України, проект «Обґрунтування аеродинамічних і проектних параметрів високошвидкісного надводного безпілотного літального апарату», договір № 80/0170.

### Список літератури

1. Волков К.Н, Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008. 368с.
2. Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Травин А.К., Шур М.Л. Современные подходы к моделированию турбулентности. СПб. Изд-во Политехн. ун-та, 2016. 234 с.
3. Сохацький А.В. Теоретичні основи створення аеродинамічних компонентів перспективних швидкісних транспортних апаратів: дис. доктора технічних наук: 05.07.01. Дніпропетровськ. 2010. 364 с.
4. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*. 1994. v. 32, N 8. P. 1598-1605.
5. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equations turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA paper*.1992. Vol. 0439. 21p.

## РОЗРАХУНОК ЛОКАЛЬНОГО СТАЦІОНАРНОГО ТЕПЛОВОГО СТАНУ ПГВ-1000 НА НОМІНАЛЬНОМУ РІВНІ ТЕПЛОВОЇ ПОТУЖНОСТІ

В. В. Філонов<sup>1,2</sup>, О.В. Коваленко<sup>1</sup>, Ю.С. Філонова<sup>1</sup>, Д.О. Федоров<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ТОВ «ППП-Центр», Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup>IATE, КПІ ім. І. Сікорського, Київ, Україна

Задача оцінки локального стаціонарного теплового стану в горизонтальному парогенераторі (ПГ) ПГВ-1000 потребує врахування механізмів тепломасообміну в першому, другому контурах та теплопередачі між ними. Найбільш складними є процеси в другому контурі ПГ для моделювання яких застосовуються спеціалізовані або універсальні теплогідравлічні коди. Застосування спеціалізованих кодів для аналізу теплогідравлічної картини у другому контурі горизонтального ПГ, дозволяє спростити та узагальнити процес підготовки моделі, а застосування універсальних CFD пакетів дають цілу низку переваг, які пов'язані із зручністю підготовки розрахункової моделі, проте мають суттєві обмеження з точки зору наявних моделей фізичних процесів.

В даній роботі для оцінки локальних параметрів ПГ була розроблена «1D-2D-3D-CFD» спряжена процедура у якій для розрахунку розподілених параметрів першого контуру створена процедура розрахунку температурного поля трубок ПГ («1D-2D-3D») [1], а для другого контуру – репрезентативна розрахункова CFD модель парогенератора ВВЕР-1000 (Рис. 1). Для врахування основних феноменологічних особливостей пов'язаних з морфологією фаз, інтенсивності тепломасообміну, міжфазного тертя в ANSYS CFX 18 імплементована оригінальна бібліотека, яка дозволяє розраховувати специфічні параметри.

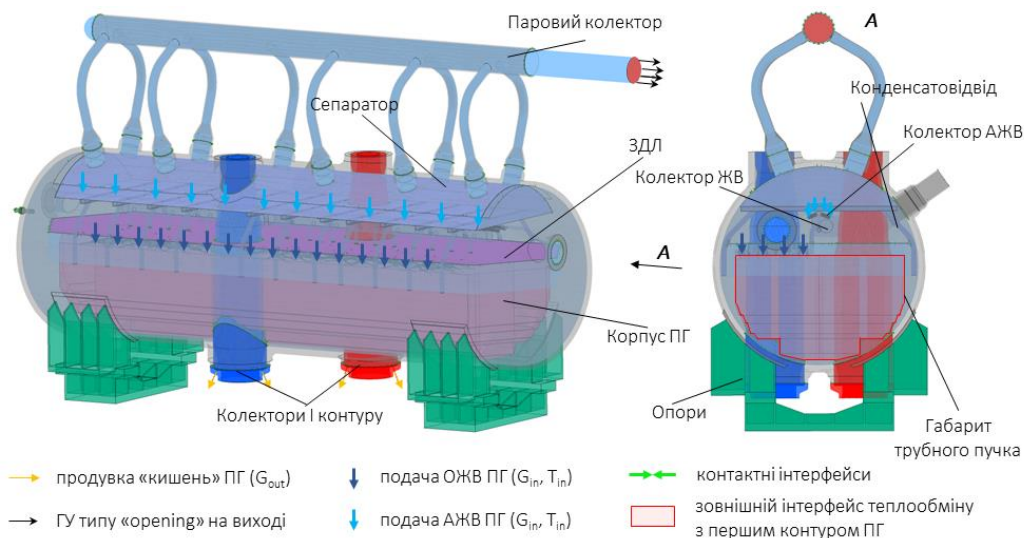


Рис. 1 – Загальний вигляд розрахункової моделі ПГ (другий контур)

Розрахунок стаціонарного стану на 750 МВт теплової потужності виконаний із застосуванням спряженої процедури при наступних параметрах:

- Температура теплоносія на вході  $320^{\circ}\text{C}$ , масова витрата через ПГ складає 4200 кг/с. Опорний тиск 16.0 МПа.
- Опорний тиск другого контуру 6.0 МПа, температура живильної води  $220^{\circ}\text{C}$ , а початкова масова витрата складає 400 кг/с.

• Початкове значення параметрів другого контуру для ТММ: 20000 Вт/(м<sup>2</sup>К), температура 277°C.

• Враховується продувка карманів ПГ з максимальною витратою в 5 кг/с на кожний штуцер.

За результатами розрахунку перехідного режиму дисбаланс теплової потужності складає 10 МВт (~1.3%), встановлений рівень теплоносія ~ 1.95 м (визначення за характеристичною площиною із середнім значенням об'ємної доли фази 0.5), подача ЖВ – 383 кг/с. Отримані параметри відповідають проектним межам. Принципова блок-схема розрахункового алгоритму представлена на Рис. 2а. Розподіли температур елементів моделі трубчаткі ПГ представлені на Рис. 2б – Рис. 2г.

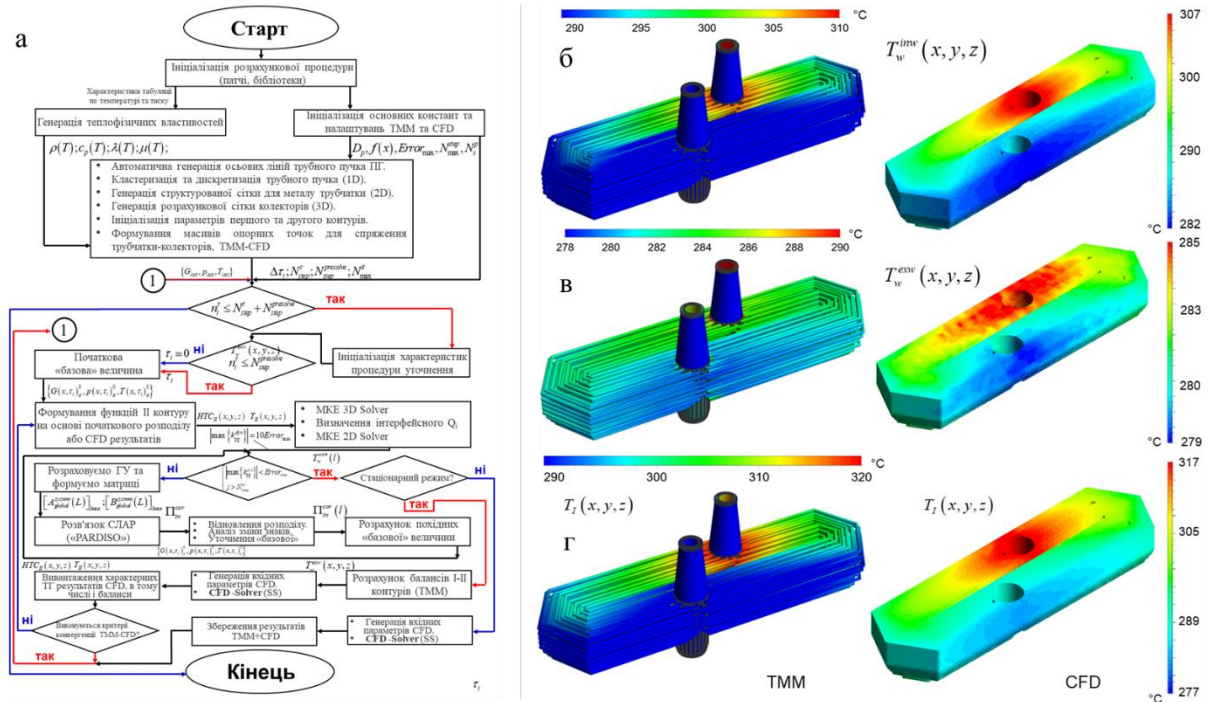


Рис. 2 – Принципова блок-схема розрахункового алгоритму (а) та розподіл внутрішньої (б), зовнішньої (в) температури стінок трубчаткі і температури теплоносія першого контуру (г) стаціонарного стану роботи на номінальному рівні потужності ПГВ-1000

В роботі виконаний розрахунок стаціонарного стану ПГ на номінальному рівні потужності та проведена валідація розрахункових моделей. Отримано задовільне узгодження між експериментальними [2,3] та проектними значеннями у порівнянні із розрахунковими.

### Перелік посилань:

1. Strength Analyses of VVER-1000/320 Reactor Cooling System Components for analytical justification of coping strategies of Extended Blackout Events. Preliminary strength calculations of SG Elements (фаза 1)
2. Karppinen, I.: Third Int. Sem. Horizontal Steam Generators-Lappeenranta, (1994).
3. Ageev, A. G., et. al.: Elektricheskie stancii, No.6, 19 (1987).

## РОЗРАХУНКОВИЙ АНАЛІЗ ПІЗНЬОЇ ФАЗИ ВНУТРІШНЬО КОРПУСНОЇ СТАДІЇ ВАЖКОЇ АВАРІЇ ДЛЯ КОНЦЕПЦІЇ SCW-SMR З ГОРИЗОНТАЛЬНИМ РОЗТАШУВАННЯМ ТВЗ АКТИВНОЇ ЗОНИ

В. В. Філонов<sup>1,2</sup>, Д. О. Федоров<sup>1,3</sup>, Ю. С. Філонова<sup>1</sup>, О. В. Коваленко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ТОВ «ППП-Центр», Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup>IATE, КПІ ім. І. Сікорського, Київ, Україна

Сценарії з втратою теплоносія (LOCA), є надважливими з тих що постулюються у базовій частині проектного та надпроектного аналізу. Особливо, коли приймаються великі еквівалентні розміри розриву, що очевидно є найважчою вихідною подією. Для будь-якого ЯР корпусного типу з теплоносієм під тиском (PWR), це може призводити до швидкої декомпресії контуру циркуляції, оголенню активної зони (АкЗ), її висихання та пошкодженню.

Для проекту ЯР концепції SCW-SMR [1] відповідна початкова феноменологія такого транзйенту має свою специфіку. Головним чинником якої є дуже значні довжини проточних частин паливних каналів, від входу до виходу з реактора (Рис. 1а). Очікувана часова складова силового ефекту надлишкового тиску об'єктивно буде більшою, ніж для SCWR з однопрохідною вертикальною компоновкою [2] (Рис. 1б).

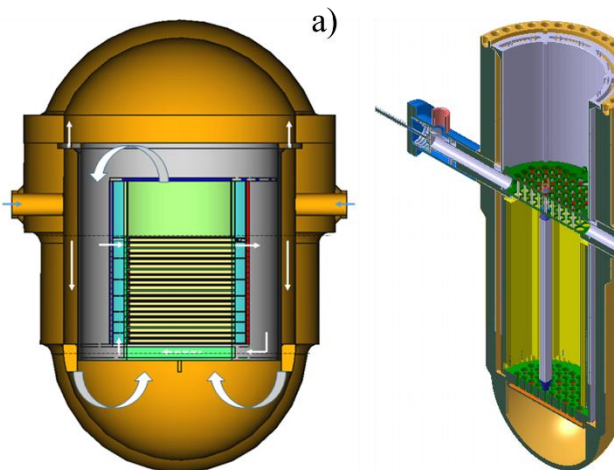


Рисунок 1. Вертикальний переріз концептів ЯР SCW-SMR а) та HPLWR б)

Існуючі галузеві розрахункові інструменти для виконання задачі аналізу важкої аварії для такого типу ЯР, з одного боку, обмежені в представленні горизонтально орієнтованих каналів АкЗ, хоча, виходячи з опису [3], певні можливості для моделювання горизонтальних тепловідільних збірок були передбачені розробником сімейства кодів MELCOR. Безпосереднє застосування цього коду пов'язане з проблемою позначення розрахункової сітки для необхідної нодалізації АкЗ.

Тому, застосування цього інтегрального коду видається доречним, принаймні для визначення маси розплаву і температурних характеристик на внутрішньо корпусній стадії важкої аварії в рамках наближення еквівалентного об'єму.

Отримавши основні дані розплаву та аналіз часу його формування, було проведено розрахунок пізньої фази внутрішньо корпусної стадії важкої аварії на основі повних характеристик розплавлених матеріалів елементів конструкції (температур і компонентного складу) та параметричний аналіз мінімального часу до руйнування корпусу реактора в залежності від умов зовнішнього охолодження (Рис. 2).

Прийняті граничні умови (ГУ) такі, що в кожному з розрахункових варіантів отримується найменший час до руйнування корпусу реактора за механізмом плавлення. Поля швидкості і тиску розв'язуються в повністю зв'язаній постановці, температура і концентрація, а також турбулентна в'язкість розв'язуються окремо від силових рівнянь. Параметри часового кроку та просторової дискретизації обрано таким чином, щоб мінімізувати чутливість результатів, а також гарантувати збіжність розв'язку.

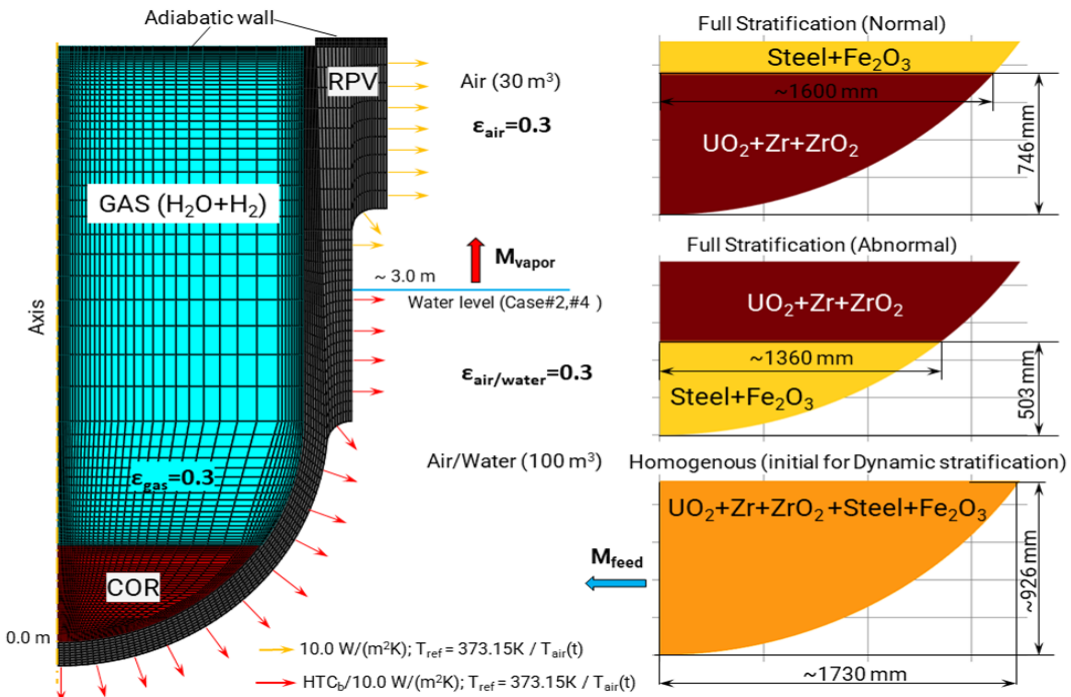


Рисунок 2. Загальний вигляд розрахункової моделі, ГУ та конфігурація розплаву

Відмова корпусу реактора спостерігається в кожному з параметричних випадків незалежно від умов охолодження (Рис. 3 приклад одного з розрахункових варіантів).

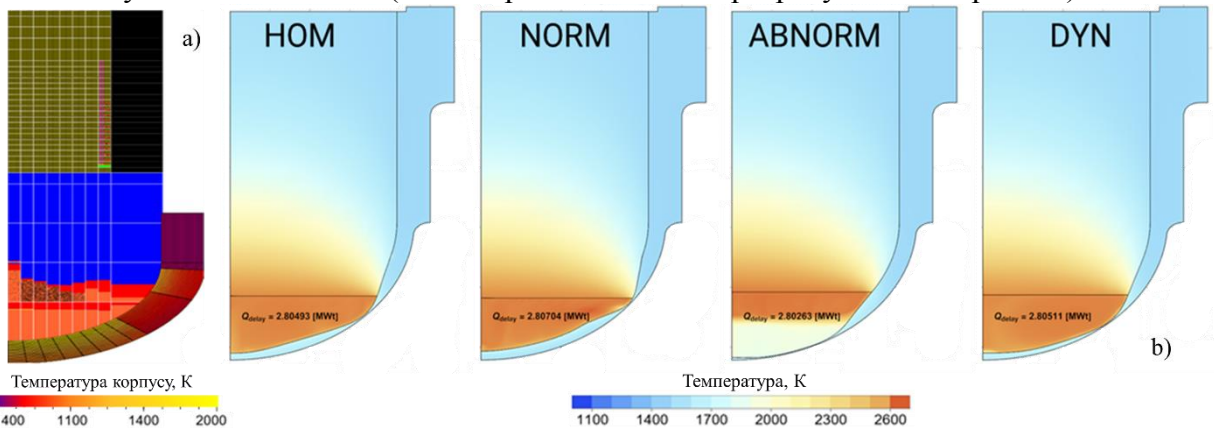


Рисунок 3. Результати розрахунку початкового стану кодом MELCOR а) та кінцевого розрахунковою процедурою б)

Характерний час, який можна оцінити як запас часу для реагування на постульовану вихідну аварійну подію, за умови відсутності в роботі компенсуючих систем, становить не більше 10 годин. Отримані результати є першим наближенням, яке слід уточнити надалі, акцентуючи увагу на достовірності оцінки інтенсивності зовнішнього теплообміну при затопленні шахти реактора.

#### Перелік посилань:

1. Schulenberg, T., Otic, I., 2022. Concept of a Small Modular SCWR with Horizontal Fuel Assemblies. ASME J. Nucl. Rad. Sci. 8 (3), 031104 <https://doi.org/10.1115/1.4052191>.
2. Schulenberg, T., Starflinger, J., 2012. High Performance Light Water Reactor: Design and Analyses. KIT Scientific Publishing, Karlsruhe.
3. MELCOR Computer Code Manuals, Users' Guide, Version 1.8.5 RL, Rev.4, SNL, 2004

## ДИФЕРЕНЦІЙНИЙ МЕТОД ПРОГНОЗУВАННЯ РЕЖИМІВ ПОГІРШЕНОГО ТЕПЛООБМІНУ У ТЕПЛОВІДІЛЬНИХ КАНАЛАХ З НАДКРИТИЧНИМИ ПАРАМЕТРАМИ

В. В. Філонов<sup>1,2</sup>, Ю.С. Філонова<sup>2</sup>, Д.О Федоров<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>ТОВ «ППП–Центр», Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup>IATE, КПІ ім. І. Сікорського, Київ, Україна

Погіршення теплообміну (HTD) у надкритичній області є багатофакторною проблемою, що визначається не тільки екстремально-нелінійною поведінкою теплофізичних властивостей, а й нелінійним турбулентним перенесенням. Для таких цілей можуть застосовуватися сучасні CFD пакети, які лише в обмежених випадках дають змогу повторити якісну та кількісну картину. Це пов'язано з тим, що набір існуючих експериментальних досліджень, які дають змогу оцінити структуру турбулентного потоку надкритичного флюїду за погіршення тепловіддачі, дуже обмежений.

У роботі розглянуто питання побудови спеціальної функції, яка на основі диференціальних рівнянь для функцій дисипації енергії та теплообміну здатна прогнозувати режими погіршеного теплообміну.

Для порівняння можливостей прогнозування погіршеного теплообміну запропонованим методом, з відповідними можливостями комерційного CFD пакета, було побудовано розрахункову модель експериментального стенду [1] в ANSYS CFX. Схематизація еквівалентної гідравлічної схеми тестової секції в (r-z) постановці та загальний вигляд розрахункової сітки моделі «вузького каналу» показана на Рис. 1а,б).

Розрахункова сітка, реалізована для цього методу, є регулярною з підтримкою степеневого закону, за яким відбувається нерівномірне розбиття, як у радіальному так і в поздовжньому напрямках.

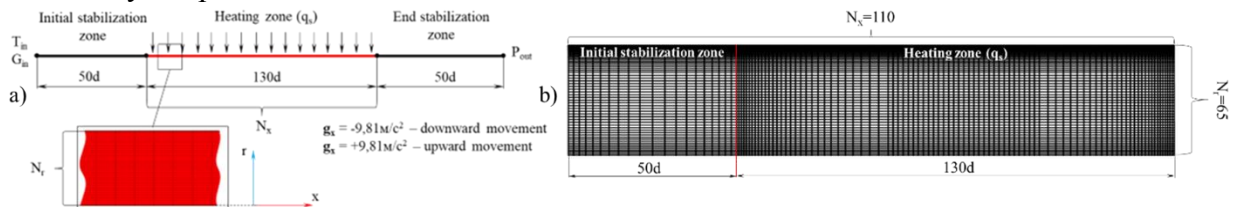


Рисунок 1. а) Еквівалентна гідравлічна схема тестової секції б) розрахункова сітка «вузького каналу»

Як представницькі розглядаються два розрахункові режими, з підйомним та опускним рухом. Режимні параметри були наступні:  $G_x = 2100 \text{ кг} / (\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ,  $q_w = 428.4 \text{ кВт} / \text{м}^2$ ,  $T_{in} = 34.8^\circ\text{C}$ , Опорний тиск 9.0 МПа, надкритичний флюїд –  $\text{CO}_2$ .

Результати розрахунків показують, що реалізовані алгебраїчні моделі турбулентності загалом прогнозують менше значення турбулентної в'язкості біля стінки та навіть у ядрі потоку (Рис. 2а). Для розуміння «глибини» чутливості щодо прогнозу погіршеного теплообміну було проведено зіставлення полів приросту ентальпії (Рис. 2б) з відповідними експериментальними даними.



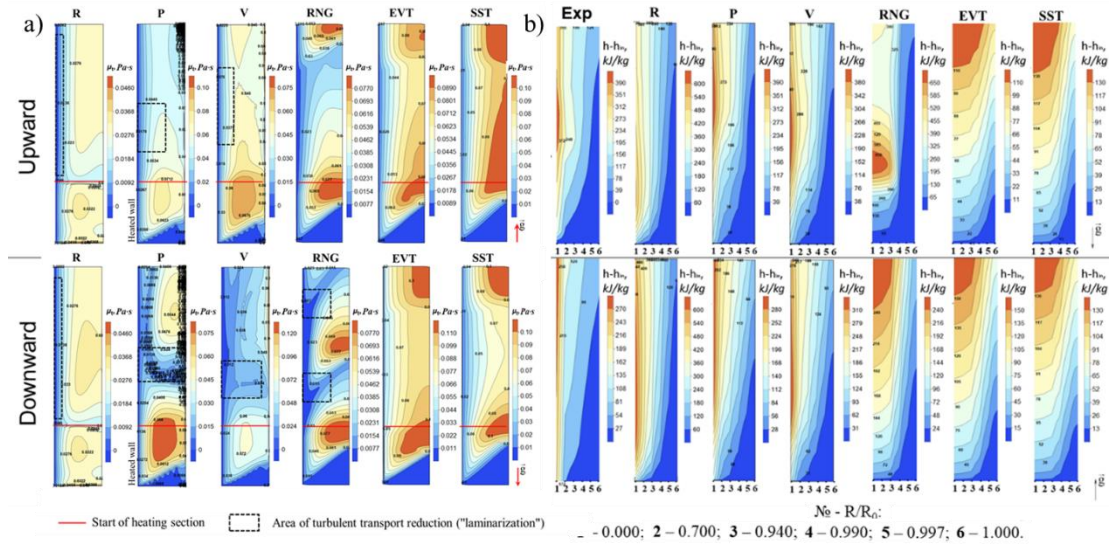


Рисунок 2. а) Розрахункове значення турбулентної в'язкості, отримане різними моделями б) порівняння полів приросту ентальпії потоку

З практичної точки зору найбільшу цікавість є здатність запропонованого методу оцінювати режими, що мають тенденцію до погіршення, конкретно для імітаторів паливних стрижнів. Для цього розглядаються експериментальні дослідження [2] для 3- і 7-стрижневих збірок, геометричні характеристики поперечного перерізу яких показано на Рис. 3а.

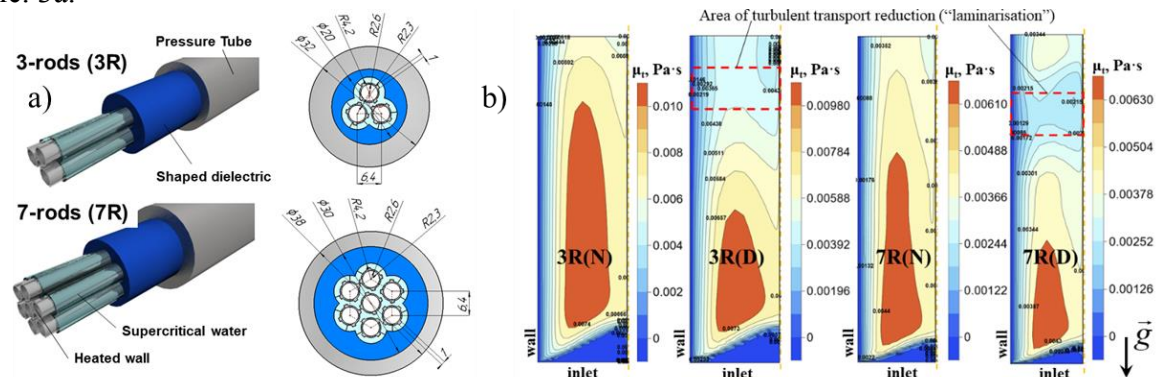


Рисунок 3 – Поля турбулентної в'язкості для нормального та погіршеного режимів

Отримані поля турбулентної в'язкості (Рис. 3б) обнадіюють, оскільки за допомогою запропонованого підходу вдалося з достатньою точністю передбачити величину піку температури, а також його місце розташування, відтворюючи фізичні особливості у вигляді зменшення турбулентного переносу. Отже результати підтверджують здатність запропонованого методу для прогнозування всіх обраних режимів.

В цілому, запропонований інженерний підхід, дає змогу оцінювати характеристики погіршеного теплообміну, отримуючи кращі прогнозні властивості, ніж при використанні CFD розрахунків.

**Перелік посилань:**

1. Petukhov B. S. Experimental study of resistance and heat transfer in turbulent flow of supercritical pressure fluid (in Russian) / Petukhov B. S., et. al. // *Teplofizika Vysokikh Temperatur*. 1980. №1. P. 100–111.
2. Understanding and Prediction of Thermohydraulic Phenomena Relevant to Supercritical Water Cooled Reactors (SCWRs) – Vienna: IAEA, 2020. – 544 p. – (IAEA-TECDOC-1900).

## ПРИЧИНИ НЕПОРОЗУМІНЬ ПРИ ПОЯСНЕННІ ПРИРОДИ ПІДЙОМНОЇ СИЛИ КРИЛА ТЕОРЕМОЮ БЕРНУЛЛІ

О. В. Шеховцов

Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ, avshekhovtsov@gmail.com

Вже більше 120 років після першого польоту піонерів авіації братів Райт існує плутанина, помилкові уявлення та хибні пояснення природи підйомної сили крила серед аеродинаміків [1]. Розглянемо головні з них, які заважають беззаперечно сприйняти теорему Бернуллі у якості пояснення природи підйомної сили крила.

Але спочатку - кілька слів, чому пояснення за допомогою третього закону Ньютона, яке вірне для реактивного принципу, не може пояснити утворення підйомної сили на крилі. Справа у тім, що крило дійсно відхиляє прямолінійний потік за крилом вниз і підйомна сила крила дійсно дорівнює швидкості зміни імпульсу відхиленого вниз потоку, тобто закон збереження сумарного імпульсу, як наслідок третього та другого законів Ньютона, звісно, виконується. Однак, по-перше, це не пояснює, чому під крилом виникає зона підвищеного тиску, а над крилом - зниженого, по-друге, це не реактивний струмінь, який би дійсно відштовхувався від крила і підтримував його, а, по-третє, мною було раніше показано, що сили інерційної та вихрової природи при стаціонарному безвідривному обтіканні профілю крила, відсутні [2].

Отже, залишається пояснення за допомогою теореми Бернуллі, однак ряд прикрих непорозумінь не дозволяє сприйняти цю теорему, як вичерпну та беззаперечну причину виникнення підйомної сили крила.

Перше, це помилкове уявлення, що для виникнення підвищеної швидкості на верхній поверхні крила (і, відповідно, зниженого тиску на ній), вона обов'язково повинна бути вигнутою догори. Дійсно, для випадку нульового кута атаки так і повинно бути, але для ненульового кута атаки з реалізацією безвідривного режиму обтікання на передній крайці крила, воно може бути не тільки прямолінійною пластиною, а навіть мати увігнуту всередину, або пласку верхню поверхню, а нижню - вигнуту назовні. Доказом цього є практична здатність деяких дозвукових літаків літати "догори дригом".

Друге, це нерозуміння, чому при безвідривному обтіканні крила, на його верхній поверхні швидкість підвищується.

Як відомо, для чисел Маха  $M < 0,3$  повітря наближено можна вважати нестисливим, при малих кутах атаки крила обтікання його передньої крайки буде безвідривним і потенційним, а при великих числах Рейнольдса повітря можна наближено вважати ідеальним, оскільки відрив потоку здійснюється в малій околиці задньої гострої крайки крила. Тоді, якщо знехтувати об'ємною силою тяжіння, теорему Бернуллі можна сформулювати так: *при стаціонарному русі ідеального нестисненого середовища за відсутності об'ємних сил повний напір  $p_0$ , який дорівнює сумі н'єзометричного  $p$  та швидкісного напору  $\rho V^2/2$ , зберігає свою величину вздовж лінії течії, або вихрової лінії.*

Нахил крила на невеликій позитивний кут атаки закономірно призведе до підпирання потоку під крилом та зміщенню точки його гальмування на нижню поверхню крила. Оскільки сумарна витрата потоку  $SV$  (де  $S$  - сумарна площа перетину трубок течії,  $V$  - незбурена середня швидкість потоку), згідно закону збереження маси (у даному випадку - збереження сумарного об'єму трубок течії), повинна зберігатись, зменшення швидкості потоку під крилом призведе до зміщення частини трубок течії з нижньої поверхні крила на верхню, причому площі їх перетинів під крилом збільшаться, а над крилом - зменшаться, відповідно до закону збереження маси (об'єму) у межах кожної окремої трубки течії, що і спостерігається при візуалізації обтіканні крила в експерименті. Тобто, збільшення швидкості потоку над крилом і зменшення - під

крилом, яке має невеликий кут атаки, пов'язано не з формою профіля крила, як помилково вважається, а з кутом атаки і обумовлене законом збереження маси.

Третє, це нерозуміння, чому збільшення швидкості потоку на верхній поверхні, призводить до зменшення тиску.

Для відповіді на це питання достатньо згадати, що теорема Бернуллі виражає собою закон збереження енергії у межах кожної трубки течії, а саме - збереження суми потенційної та кінетичної енергій. Тобто, збільшення швидкісного напору в трубці течії, прилеглої до верхньої поверхні крила відбувається саме за рахунок зменшення п'єзометричного напору (тиску) у відповідному її перетині (потенційна енергія переходить у кінетичну).

Таким чином, за допомогою теореми Бернуллі (закону збереження енергії) та закону збереження маси, можна вичерпно і безапелювано пояснити утворення підйомної сили на крилі. Підкреслимо, що природа підйомної сили на крилах дозвукових літаків та гвинтокрилів - циркуляційна, оскільки застосування інтегралу Бернуллі до обох поверхонь тонкого крила призводить до теореми Жуковського, яка у безрозмірній формі встановлює пряму залежність між коефіцієнтом підйомної сили крила  $C_y$  та циркуляцією швидкості  $\Gamma$  по контуру, прилеглому до крила, з коефіцієнтом пропорційності 2:  $C_y = 2 \Gamma$ .

#### **Перелік посилань:**

1. Ed Regis (2020). No One Can Explain Why Planes Stay in the Air. Scientific American Magazine, 322, 2, 44-51. <https://www.scientificamerican.com/video/no-one-can-explain-why-planes-stay-in-the-air/>

2. Шеховцов А.В. (2021). Инерционно–циркуляционный принцип плавания и полёта гидро– и аэриобионтов. Часть 2. Журнал обчислювальної та прикладної математики, 1(135), 206–211. <https://jnam.knu.ua/index.php/jnam/article/view/102/114>

## NUMERICAL SIMULATIONS OF 2D FLOWS USING MODIFIED MASS DIFFUSIVE MODEL

Bodnár T.<sup>1</sup>, Fraunié Ph.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Faculty of Mechanical Engineering, Czech Technical University in Prague, Karlovo náměstí 13, 121 35 Prague 2, Czech Republic, Tomas.Bodnar@fs.cvut.cz

<sup>2</sup> Mediterranean Institute of Oceanography, Université de Toulon, BP 20132 F-83957 La Garde cedex, France, philippe.fraunie@mio.osupytheas.fr

### Introduction

This contribution presents first numerical tests of some recently published alternative models for solution of viscous compressible and nearly incompressible models. All models are solved by high resolution compact finite difference scheme [10],[14] with strong stability preserving Runge-Kutta time stepping [11],[12]. The two simple but challenging computational test cases are presented, based on the double-periodic shear layer and the Kelvin-Helmholtz instability. The obtained time-dependent flow fields are showing pronounced shear and vorticity layers being resolved by the standard as well as by the new mass-diffusive modified models. The preliminary results show that the new models are viable alternative to the well established classical models [1].

Theoretical analysis and numerical solution of various fluids flows problems poses a challenging problem. The widely used mathematical models describing the compressible fluids flows and incompressible fluids flows are the Navier-Stokes-Fourier and the Incompressible Navier Stokes systems respectively. These are mixed type systems of non-linear strongly coupled partial differential equations of hyperbolic, parabolic and elliptic type. Their mathematical analysis as well as numerical solution remains one of the most difficult problems of contemporary science.

Recently there have been attempts to revise and possibly improve the traditional mathematical models describing the fluids flows. The works of Brennen [4], Svärd [13] are examples of such possible model updates. For further details see for example [6], [5] or [9]. In these new models, the basic physical principles (conservation/balance laws) are still being used, but the interpretation of certain physical variables and processes brings other options for into the mathematical formulations of such revised models. These changes are bringing some interesting results from the point of view of mathematical analysis [6] of the corresponding models as well as possible increase in the efficiency of numerical methods [5], [9].

The aim of this contribution is to present the initial results of a computational study based on the mass-diffusive compressible and nearly-incompressible fluids flows models based on the works of Svärd [13] extended by Kajzer & Pozorski in [9]. The new alternative models are first presented, side by side with the standard systems for both compressible and incompressible fluids flows. The new, mass-diffusive models are then solved by high-resolution compact finite-difference methods [2],[3]. The model results are mutually compared for two test cases, documenting the agreement and comparative advantages of the newly formulated models.

### Discussion and Conclusions

The numerical simulations of the alternative compressible as well as nearly incompressible flows models shown their potential in solving problems of practical interest. Although the presented new models offer certain advantages over their classical counterparts (better analytical properties, easier and more efficient numerical implementation), there are numerous issues to be addressed.

One of the possible troubles may come from the formulation of the (stress tensor on the) right hand side of the mass-diffusive Navier-Stokes-Fourier model. The principle of material

frame indifference and the conservation of moment of momentum require the stress tensor to be symmetric (depending just on the symmetric part of velocity gradient) [7]. Based on the observation, that the viscous stress tensor in the mass diffusive model proposed in [13] and used in [5],[9] and [1] is not symmetric a new symmetrized variant of the model was proposed and tested.

The newly proposed symmetrized mass diffusive model proved to be a viable alternative to the classical Navier-Stokes models in the presented simulations. The improvements coming from the added symmetrizing term are clearly showing up in the numerical tests performed in this study. Further numerical experiments and theoretical studies are needed to fully understand and explore the potential of this newly developed model.

### References:

1. T. Bodnár and Ph. Fraunié Numerical evaluation of mass-diffusive compressible fluids flows models. In: Topical Problems of Fluid Mechanics 2024 (Prague: Institute of Thermomechanics CAS) pp 23–30 ISSN 2336-5781
2. T. Bodnár, L. Beneš, Ph. Fraunié, and K. Kozel. Application of compact finite-difference schemes to simulations of stably stratified fluid flows. *Applied Mathematics and Computation*, 219(7):3336–3353, 2012.
3. T. Bodnár and Ph. Fraunié. Numerical simulation of three-dimensional lee waves behind an isolated hill. *Applied Mathematical Modelling*, 78:648–664, 2020.
4. H. Brenner. Navier–Stokes revisited. *Physica A*, 349:60–132, 2005.
5. V. Dolejší and M. Svärd. Numerical study of two models for viscous compressible fluid flows. *Journal of Computational Physics*, 427:110068, 2021.
6. E. Feireisl and A. Vasseur. New perspectives in fluid dynamics: Mathematical analysis of a model proposed by Howard Brenner. In *New Directions in Mathematical Fluid Mechanics, Advances in Mathematical Fluid Mechanics*, pages 153–179. Birkhäuser Verlag, 2009.
7. M. Feistauer. *Mathematical methods in fluid dynamics*. Longman Scientific & Technical, 1993.
8. D.V. Gaitonde, J.S. Shang, and J.L. Young. Practical aspects of higher-order numerical schemes for wave propagation phenomena. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 45:1849–1869, 1999.
9. A. Kajzer and J. Pozorski. The mass diffusive model of Svärd simplified to simulate nearly incompressible flows. *Computers and Mathematics with Applications*, 121:18–29, 2022.
10. S.K. Lele. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of Computational Physics*, 103:16–42, 1992.
11. C.W. Shu. Total-variation-diminishing time discretizations. *SIAM Journal of Scientific & Statistical and Computing*, 9:1073–1084, 1988.
12. R.J. Spiteri and S.J. Ruuth. A new class of optimal high-order strong-stability-preserving time discretization methods. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 40(2):469–491, 2002.
13. M. Svärd. A new Eulerian model for viscous and heat conducting compressible flows. *Physica A*, 506:350–375, 2018.
14. M.R. Visbal and D.V. Gaitonde. On the use of higher-order finite-difference schemes on curvilinear and deforming meshes. *Journal of Computational Physics*, 181:155–185, 2002.

## SECOND ORDER MODEL FOR STABLY STRATIFIED TURBULENCE

Matteo Caggio<sup>1</sup>, Mario Schiavon<sup>2</sup>, Francesco Tampieri<sup>3</sup>, Tomas Bodnar<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Institute of Mathematics, Czech Academy of Sciences, Žitná 25, 115 67 Prague 1, Czech Republic; caggio@math.cas.cz

<sup>2</sup>Independent, Bologna, Italy; mario.schiavon@gmail.com

<sup>3</sup>National Research Council of Italy, Institute of Atmospheric Sciences and Climate (CNR-ISAC), Via P. Gobetti 101, Bologna, 40129, Italy; F.Tampieri@isac.cnr.it

<sup>4</sup>Faculty of Mechanical Engineering, Czech Technical University in Prague, Karlovo náměstí 13, 121 35 Prague 2, Czech Republic; Tomas.Bodnar@fs.cvut.cz

### Abstract

We present a second order model that removes the critical gradient Richardson number limitation. The mean wind speed and potential temperature profiles are derived for the model in terms of similarity and structure functions depending on the gradient Richardson number. Variances and co-variances of the turbulent fluctuations are also investigated with respect to the gradient Richardson number. The model predictions are confronted with some well known models. Potential future research directions will be also discussed.

### References

M. Caggio, M. Schiavon, F. Tampieri, T. Bodnar (2022). Closure scheme for stably stratified turbulence without critical Richardson number. *SN Applied Sciences* 4(8), 214.

## Liutex – The Third Generation of Vortex Definition and Identification

Chaoqun Liu  
University of Texas at Arlington, Texas, USA  
cliu@uta.edu

### Abstract

Vortex is intuitively recognized as a rotational/swirling motion of fluids. Vortex is omnipresent in the universe and affects human life and the environment. Humanity is faced with existential and catastrophic threats which are largely caused by vortex in many cases, such as human-induced climate change leads to extreme weather, unprecedented hurricanes, and life-threatening tornados. In addition, pandemic and pollution-induced respiratory and heart diseases are rampant. In many of these catastrophic events, the vortex plays a key role. In addition, vortex controls the dynamics of turbulence. and noise generation. However, vortex had no rigorous definition before Liu et al. gave a definition called “Liutex” in 2018. Previous vortex identification methods were not accurate and appropriate, and the demonstrated vortex structure of turbulence is not unique. This presentation will give a short introduction to Liutex and the third generation of vortex definition and identification.

### 1. Three generations of vortex definition and identification

In 1858, Helmholtz [1] first defined vortex is composed of so-called vortex filaments, which are infinitesimal vorticity tubes. The vorticity tube is called the first generation of vortex definition and identification, or G1. Although G1 has been accepted by the fluid dynamics community and almost all textbooks for over a century, we can find many immediate counterexamples. For example, in the laminar boundary layer, where the vorticity (shear) is very large near the wall, but no rotation (no vortex) exists. To solve these contradictions, many vortex criteria methods have been developed during the past 4 decades. More popular methods are represented by the  $Q$ ,  $\Delta$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_{ci}$  criteria methods [2-5]. These methods have achieved part of success in vortex identification, which are called second generation of vortex identification or G2. However, G2 has several critical drawbacks. First, they are all scalars which have no rotation axis directions, but vortex is a vector. As is well known, one scalar is hard to describe a vector. Second, like vorticity, these criteria methods are all contaminated by shear in different degrees. Third, they are all very sensitive to threshold selections. It is also difficult to show the vortex structure when both strong and weak vortices coexist. The recently developed Liutex [6-8] is called third generation of vortex definition and identification, or G3, which is a uniquely defined vector. Liutex has strong potential to be applied to all fluid-related research areas like aerodynamics, hydrodynamics, meteorology, hemodynamics, space science, oceanography, civil engineering, metallurgy, astronomy, biology, etc.

### 2. Liutex for local fluid rotation or vortex

Liutex is defined as a vector physical quantity to represent the local rigid rotation part of fluid motion [6-8]. The mathematical definition of Liutex is presented by Eq. 1:

$$\vec{L} = R \vec{r} \quad (1a)$$

$$R = (\vec{\omega} \cdot \vec{r}) - \sqrt{(\vec{\omega} \cdot \vec{r})^2 - 4\lambda_{ci}^2} \quad \vec{\omega} \cdot \vec{r} > 0 \quad (1b)$$

where  $\vec{R}$  and  $R$  are Liutex vector and magnitude,  $\vec{r}$  is the real eigenvector of  $\nabla\vec{v}$ ,  $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$  is vorticity, and  $\lambda_{ci}$  is the imaginary part of the conjugate complex eigenvalues of  $\nabla\vec{v}$ . The condition  $\vec{\omega} \cdot \vec{r} > 0$  is used to keep the definition unique and consistent when the fluid motion is pure rotation.

### 3. Liutex for global rotation

In the realistic world, vortex can be observed by human eyes which is a group rotation of fluids. The global rotation of fluids, or natural vortex, is described by so-called vortex/Liutex core. Liu et al. defined the vortex/Liutex core is a special Liutex by the following formula:

$$R \vec{r}, \vec{r} | \nabla R \times \vec{r} = 0, \vec{r} \neq 0, \quad (2)$$

which is a special Liutex vector parallel to the gradient of the Liutex magnitude. The vortex/Liutex core should be around the local maxima of Liutex as well.

### 4. Principal coordinate system and principal decomposition

For a point with fluid rotation (one real eigenvalue and two conjugate complex eigenvalues,) using coordinate transformation matrix U to rotate the Z-direction to be parallel to the Liutex vector, we can get:

$$\begin{aligned} (\nabla \vec{V})_M^T &= U^T (\nabla \vec{v})^T U = \begin{bmatrix} \lambda_{cr} & -\frac{R}{2} & 0 \\ \frac{R}{2} + \epsilon & \lambda_{cr} & 0 \\ \xi & \eta & \lambda_r \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 0 & -R/2 & 0 \\ R/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \lambda_{cr} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{cr} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \epsilon & 0 & 0 \\ \xi & \eta & 0 \end{bmatrix} = R + SC+S = \text{Rotation (Liutex)+Stretching} \\ & \text{(Compression)+Shear.} \end{aligned} \quad (3)$$

It is unique and very clear in physical meaning which is different from Cauchy-Stokes decomposition. Here R is twice the angular speed of fluid rotation.

### 5. Several important Liutex methods

#### 5.1 Modified Liutex-Omega method

$$\tilde{\Omega}_R = \frac{(\vec{\omega} \cdot \vec{r})^2}{2[(\vec{\omega} \cdot \vec{r})^2 - 2\lambda_{ci}^2 + 2\lambda_{cr}^2 + \lambda_r^2] + \epsilon} \quad (4)$$

Which is a threshold insensitive method and can capture both strong and week vortices.

#### 5.2 Liutex-core-line method

Liutex core line is the only one which can find the global/natural vortex core, uniquely and threshold-free with rotation strength, which is a special Liutex ,

$$\nabla R \times \vec{r} = 0, \vec{r} \neq 0 \quad (5)$$

### References:

1. J. C. Hunt, A. A. Wray, and P. Moin(1988). "Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows," Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2. Proceedings of the 1988 Summer Program
2. M. S. Chong, A. E. Perry, and B. J. Cantwell(1990). "A general classification of three-dimensional flow fields," Physics of Fluids A: Fluid Dynamics 2, 765-777.10.1063/1.857730
3. J. Jeong, and F. Hussain(2006). "On the identification of a vortex," Journal of Fluid Mechanics 285.10.1017/s0022112095000462
4. J. Zhou, R. J. Adrian, S. Balachandar, and T. M. Kendall(1999). "Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow," Journal of Fluid Mechanics 387, 353-396.10.1017/s002211209900467x
5. C. Liu, Y.-s. Gao, X.-r. Dong, Y.-q. Wang, J.-m. Liu, Y.-n. Zhang, X.-s. Cai, and N. Gui(2019). "Third generation of vortex identification methods: Omega and Liutex/Rortex based systems," Journal of Hydrodynamics 31, 205-223
6. C. Liu, Y. Gao, S. Tian, and X. Dong(2018). "Rortex—A new vortex vector definition and vorticity tensor and vector decompositions," Physics of Fluids 30.10.1063/1.5023001
7. Y. Gao, and C. Liu(2018). "Rortex and comparison with eigenvalue-based vortex identification criteria," Physics of Fluids 30.10.1063/1.5040112



## VORTEX STRUCTURE IN VENTILATED CAVITY

Dimitrieva N. F.

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

Ventilated cavities behind a streamlined body at a relatively low flow velocity are examined. Two fluids (water and air) are modeled without phase transition. At a low flow velocity, the evaporation effect can be neglected.

Volume of Fluid method is used to solve. 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:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} &= 0, & \frac{\partial(u_i)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(u_i)}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + f_{\sigma i}, \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_j \frac{\partial \alpha}{\partial x_j} &= 0, & \rho &= \alpha \rho_w + (1 - \alpha) \rho_a, & f_{\sigma i} &= \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i}, \end{aligned}$$

where  $u_i$  is velocity component,  $\rho$  is density,  $\rho_w$  is water density,  $\rho_a$  is air density,  $p$  is the pressure,  $\nu$  is the kinematic viscosity coefficient,  $t$  is time,  $f_{\sigma i}$  is surface tension,  $\sigma$  is the surface tension constant,  $\kappa$  is the interfacial curvature. The phase fraction  $\alpha = 1$  is water,  $\alpha = 0$  is air.

Numerical modeling is carried out in the open-source software OpenFOAM by the finite volume method. A numerical model interFoam is used to solve this problem corresponding to the above equation set. The considered domain has dimensions of 30x30x110 mm. At a distance of 15 mm from the initial section is a hemispherical body (cavitator) with a diameter of 5 mm. It is proposed to use the snappyHexMesh technique intended for automatic generation of three-dimensional unstructured meshes with a predominance of hexahedral elements [1]. As a result, the mesh is constructed that takes into account small-scale flow elements in the interfacial zone and near the streamlined body. The 3D mesh consists of about 2.5 million cells, 98 % of which are hexahedrons. The minimum cell has a volume of the order of  $10^{-5}$  mm<sup>3</sup>.

Numerical experiments showed that a stable air cavity is formed in the wake of the body. Good qualitative agreement with experimental data was obtained [2].

The developed cavity of high elongation can be conditionally divided into three zones (Fig.1). 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 analytical ones in [4].

The influence of geometric and dynamic parameters on the formation and development of an air cavity, its size, shape and stability has been investigated. The thickness of the air cavity depends on the diameter of the cavitator and does not depend on the diameter of the blowing hole [1, 5]. Increasing the velocity or flow rate of gas has a positive effect on the length and stability of the formed cavity.

Fig. 2 shows the pressure distribution along the longitudinal axis at different values of the velocity blowing velocity  $U_w$ . The calculation results show that in the first zone of the cavity there is a uniform pressure regardless of the parameters of gas blowing. The length of this zone depends mainly on the gas flow rate. Further downstream, the pressure should have a discontinuous structure in the zones where the bubbles are located.

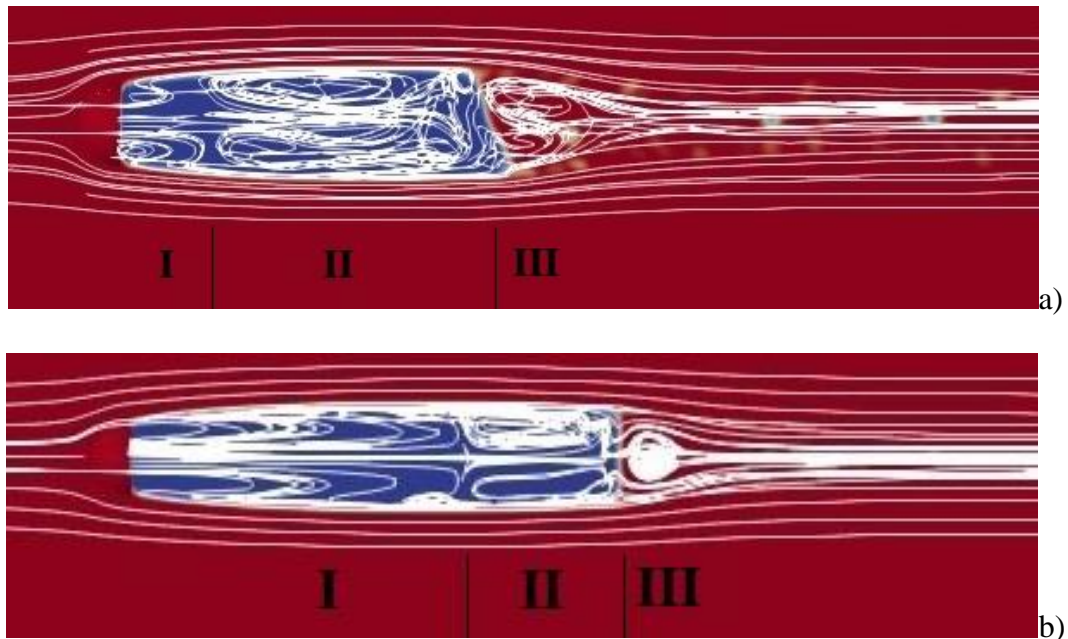


Fig. 1. Central section: air is in blue, water is in red, streamlines are in white  
 a)  $U_w = 1$  m/s,  $U_a = 1$  m/s; b)  $U_w = 1$  m/s,  $U_a = 2$  m/s

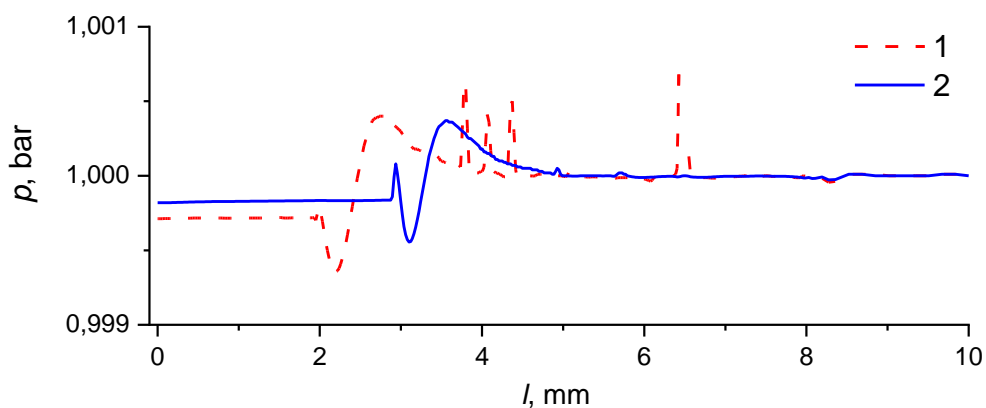


Fig. 2: Longitudinal axis pressure distribution:  
 1 –  $U_w = 1$  m/s,  $U_a = 1$  m/s; 2 –  $U_w = 1$  m/s,  $U_a = 2$  m/s

### References:

1. Dimitrieva N.F. (2021) Numerical Simulation of the Problem of Blowing Gas into a Liquid Flow. In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics, ed. T.Bodnár, T.Neustupa and D.Šimurda, Prague, 32-39. <https://doi.org/10.14311/TPFM.2021.005>
2. 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. <https://doi.org/10.17721/2706-9699.2021.1.09>
3. Voropaiev, G.O., Korobov, V.I., Dimitrieva, N. F. (2022) Numerical Simulation of Nonstationary 3D Two-Phase Flow in OpenFOAM. Materials of VIII Intern. Conf. "Computer Hydromechanics" (Kyiv, September 27-28, 2022). Kyiv : IHM of NAS of Ukraine, 120-121.
4. Voropaiev, G.O. (2013) Viscous entrainment of gas in a ventilated cavity of the prescribed shape. Applied Hydromechanics, 15(1), 10-23.
5. Koval, S. O., Dimitrieva, N. F., Voropaiev, G. O. (2023) Calculation of a Ventilated Cavity in OpenFOAM. In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics, ed. D.Šimurda and T.Bodnár, Prague, 88-95. <https://doi.org/10.14311/TPFM.2023.013>

## INVESTIGATING SPECTRAL PROPERTIES OF THE ADVECTION DIFFUSION OPERATOR FOR MEASURING EFFICIENCY OF MIXING PROTOCOLS

Jakub Fabisiak<sup>1</sup>, Stanisław Gepner<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Faculty of Power and Aeronautical Engineering, Warsaw University of Technology,  
Warsaw, Poland, jakub.fabisiak.dokt@pw.edu.pl

### Summary

Mixing by double-gyre flow is investigated. After the initial, transient decrease of the selected mixing metric, further decay becomes exponential, suggesting that the distribution of the mixed scalar achieved a form close to the eigenfunction of the advection-diffusion operator (i.e. 'strange eigenmode') associated with the flow field kinematics. Such patterns of the scalar distribution remain time-invariant, with amplitude that decays exponentially. The slowest decaying mode can be viewed as the worst possible initial condition of the scalar distribution, thus leading to the upper bound of the available mixing efficiency. An application of numerical algorithm for effectively obtaining such 'strange eigenmodes' and the upper bound of homogenization is presented along with parameter study of the double-gyre flow.

### Introduction

The concept of 'strange eigenmodes' was first observed and described in [3] and has been studied both numerically [1,2,5] but also experimentally [4]. It describes the persistent state attained in mixing a scalar field with stirring resulting from the action of a periodic (but also aperiodic [4]) velocity field past the initial transient phase. In this state, time-invariant spatial patterns are achieved by the mixed scalar field. As the spatial pattern conserves its shape in time, the amplitude of the distribution decays exponentially. This type of evolution can be interpreted as related to the eigenmode of the AD operator, while the corresponding eigenvalue is associated with the exponential decay rate. Following [5] we write the AD problem as  $\partial\theta/\partial t = L(\theta)$ , where  $L = -\mathbf{u} \cdot \nabla + 1/\text{ReSc} \nabla^2$  is the AD operator, with  $\mathbf{u}$  the flow velocity field. The eigenvalues of the AD operator determine the upper- and lower-bound of the available mixing efficiency. The corresponding AD operator eigenmodes relate to the initial distributions of the mixed scalar field that, under the flow kinematics defined by  $\mathbf{u}$ , are homogenized most rapidly (or take the longest to decay). Considering the action of the AD operator, we can decompose an arbitrary initial scalar distribution into modes, each with a corresponding decay rate. As homogenization progresses, the fast decaying modes become attenuated and do not manifest in the asymptotic-in-time process. Consequently, the homogenization rate quickly becomes dependent on the least attenuated mode of the AD operator. This mode should be associated with the upper bound of the available mixing efficiency.

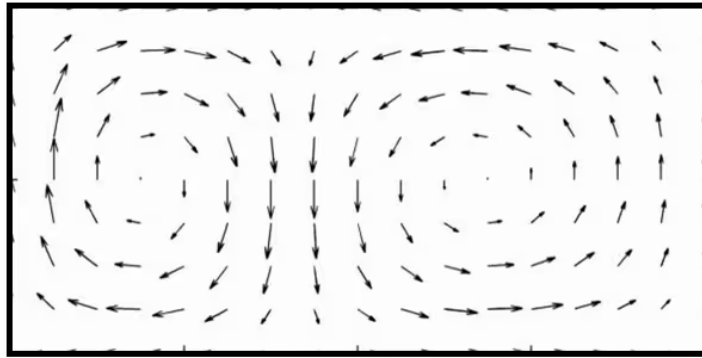
### Problem statement and approach

The considered case is the two-dimensional and time-periodic double-gyre flow, which consists of two vortices next to on another, moving forward and backward in x-direction described by:

$$\mathbf{v}(x, y, t) = \pi A \begin{pmatrix} -\sin(\pi f(x)) \cos(\pi y) \\ \cos(\pi f(x)) \sin(\pi y) \frac{df}{dx} \end{pmatrix}$$

where

$$f(x, t) = \epsilon \sin(\omega t) x^2 + (1 - 2\epsilon \sin(\omega t)) x$$



**Figure 1** Vector visualisation of double-gyre flow

The resulting periodic velocity field is used for the AD evolution of a passive scalar field with an arbitrarily chosen initial distribution. In the cases we considered, we calculated the mixing efficiency as the decay of. An exponential decay is observed for each case past the initial transient phase, and the associated persistent pattern is observed. We presume that the variance exponential decay rate is strictly related to the eigenvalue of the slowest decaying, dominant 'strange eigenmode'.

This work outlines spectral approach to quantifying mixing efficiency by the application of numerical algorithm performing the operation of finding such dominant modes for given kinematics and diffusivity. The approach is based on the similarity between the application of the AD operator to a standard eigenproblem. I.e. we utilize an algorithm similar to the well-known power method by continuously applying the AD to the given scalar concentration distribution. Multiple applications and renormalizations of the AD operator should allow for the determination of the dominant mode together with the corresponding eigenvalue thus yielding the upper-bound of the homogenization process. Parameter study of double-gyre flow ( $\epsilon$  and  $\omega$ ) is performed to analyze parameters' impact on mixing efficiency and algorithm stability.

### Conclusions

We present that double-gyre flow results in the formation of strange eigen-modes when considered as velocity in the scalar AD process. We apply our numerical algorithm that utilizes a power-method approach to perform the effective computation of the slowest decaying mode and consequently determine the upper-bound of available mixing rate. The following parameter study is performed to determine algorithm stability and parameters impact on maximal mixing efficiency.

### References

1. Lester D.R., Rudman M., Metcalfe G.: Low Reynolds number scalar transport enhancement in viscous and non-Newtonian fluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52(3-4): 655-664, 2009.
2. Liu W., Haller G.: Strange eigenmodes and decay of variance in the mixing of diffusive tracers. *Physica D: Nonlinear Phenomena* 188(1): 1 - 39, 2004.
3. Pierrehumbert R.T.: Tracer microstructure in the large-eddy dominated regime. *Chaos, Solitons & Fractals* 4(6): 1091-1110, Special Issue: Chaos Applied to Fluid Mixing, 1994.
4. Rothstein D., Henry E., Gollub Jerry P.: Persistent patterns in transient chaotic fluid mixing. *Nature* 401(6755): 770-772, 1999.
5. Singh M.K., Speetjens M.F.M, Anderson P.D.: Eigenmode analysis of scalar transport in distributive mixing. *Physics of Fluids* 21(9): 093601/1-17, 2009.

## INSTABILITIES AS DRIVING PROCESSES IN THE OCEAN SURFACE

P. Fraunié

<sup>1</sup> Mediterranean Institute of Oceanography, Université de Toulon, Aix-Marseille université, IRD, Toulon, France, [fraunie@univ-tln.fr](mailto: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 basic processes occurring at the sea upper layer including surface and internal waves, mixing processes and coherent structures. From high resolution in situ observations using gliders, floating platforms, HF radars and oceanographic vessels cruises, a review of documented data bases is given. Starting from the Orr Sommerfeld equation as applied to the inflectional instability and depending on initial and boundary conditions, KH, 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. 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
2. Almelah R.B. and Shrira V. I. (2020). Upper-ocean Ekman current dynamics: a new perspective. *J. Fluid Mech.* 887:A24. doi:10.1017/jfm.2019.1059.
3. 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.
4. 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.
5. 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.
6. 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.

## WHISPERS OF ORDER AMIDST THE TURBULENT STORM. INVARIANT STATES AND QUIESCENT INTERLUDES IN TURBULENT SQUARE DUCT FLOW

Gepner S.W.<sup>1</sup>, Kawahara G.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland, stanislaw.gepner@pw.edu.pl

<sup>2</sup> Osaka University, Osaka, Japan, genta.kawahara.es@osaka-u.ac.jp

Turbulence is a complex and seemingly chaotic phenomenon which often defies our understanding. However, within this chaotic realm, hidden patterns and underlying structures can emerge. This research delves into the intriguing relationship between invariant states and quiescent interludes in turbulent square-duct flow.

In the by-pass transition scenario the laminar solution remains an attractor in its finite neighborhood and any non-laminar states that could emerge, usually remain disconnected from this laminar solution. Consequently, the transition from the laminar state does not result from a sequence of bifurcations but rather is related to the emergence of unstable, simple invariant solutions that populate the state space as respective parameters change. Those invariant solutions govern turbulent dynamics by attracting the disturbed flow states along their stable manifolds, capturing them in their proximity for extended amounts of time only to propel them later in one of their unstable directions and towards other such solutions [1]. Consequently, these hidden states constitute the turbulent skeleton, manifest themselves in the statistical picture of the flow and provide a glimpse into the hidden order present amidst the turbulent chaos. We show that quiescent interludes of turbulence, and moments of relative calm within the turbulent storm, offer unique opportunities to study these invariant solutions.

In this work we employ a spectral element h/p method, as implemented in Nektar++ [2], using a relatively high polynomial order per element to investigate a square duct flow configuration. Starting with the bisection, followed by Newton-Krylow and Arc-length continuation we identify both, the upper (UB) and lower (LB) branch of a symmetric invariant solution which happens to be a regular, streamwise localized traveling wave. The approach to forcing symmetries, when necessary resorts to the imposition of appropriate boundary conditions at chosen symmetry planes. The conditions take the form of either rotationally 'periodic' or Dirichlet/Neumann boundary conditions applied to the velocity components, which would result from the symmetry that we wish to impose. Consequently, the method applied here is computationally very effective in handling individual nonlinear simulations and allows to decrease the problem size whenever symmetries are used.

By analyzing the dynamics of the turbulent square-duct flow, we uncover a captivating connection between invariant solutions and the occurrence of quiescent interludes. We demonstrate that these periods of calm are not random but rather reflect the influence of specific invariant solutions. Our results suggest that the turbulent flow is capable of temporarily forming velocity fields characterised by increased symmetry. We find that this symmetrisation corresponds to periods when the flow becomes relatively quiescent. Our results indicate that this transient symmetrisation correlates with the onset of a much more pronounced four-vortex state (shown in Figure 1c), accompanied by streamwise localisation of the structures. Through heuristic arguments, we illustrate that this flow behaviour indicates a connection of such transient flow states to the identified invariant solution. Aside from the topological similarity (illustrated in Figure 1b,c) of the identified solution and structures recovered from the turbulent flow, our results indicate a striking similarity between the propagation speed of the identified travelling-wave solution and that of the turbulent structures with respect to respective bulk velocities. This points towards the conclusion that the identified travelling-wave solution occasionally transpires in turbulent flow.

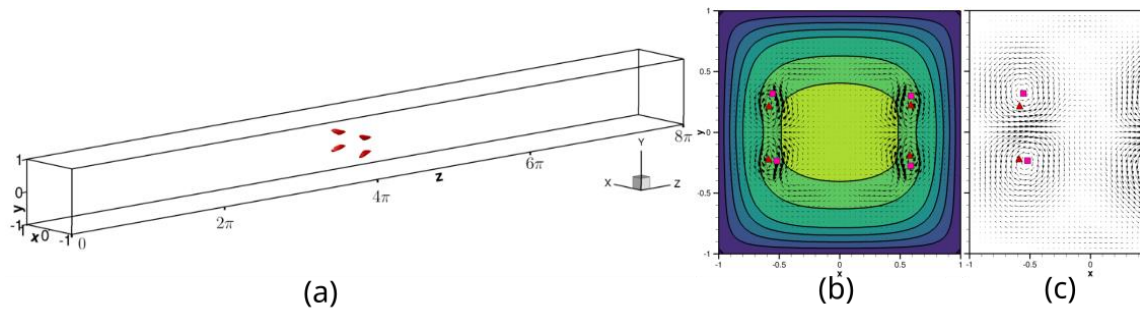


Figure 1: (a) Q-criterion contours of the identified LB solution. (b) Slice through the LB velocity and (c) time-averaged four-vortex episode of the turbulent flow. Position of vortices marked with triangles (LB) and squares (time-averaged four-vortex episode).

### References:

1. G. Kawahara, M. Uhlmann, and L. Van Veen. The significance of simple invariant solutions in turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44:203–225, 2012.
2. C.D. Cantwell, D. Moxey, A. Comerford, A. Bolis, G. Rocco, G. Mengaldo, D. De Grazia, S. Yakovlev, J.-E. Lombard, D. Ekelschot, B. Jordi, H. Xu, Y. Mohamied, C. Eskilsson, B. Nelson, P. Vos, C. Biotto, R. M. Kirby, and S. J. Sherwin. Nektar++: An open-source spectral/element framework. *Computer Physics Communications*, 192:205 – 219, 2015.

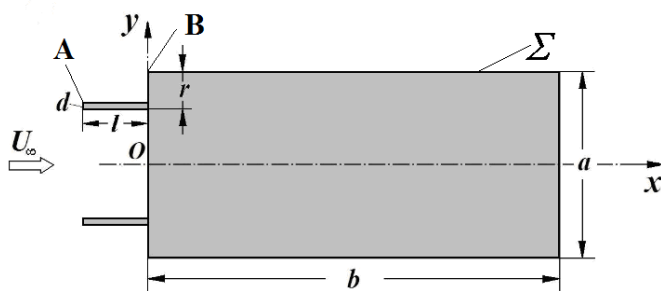
## FLOW CONTROL FOR A 2D RECTANGULAR PRISM BY CHANGING ITS UPSTREAM TOPOLOGY

Gorban I.M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Hydromechanics of NASU, Kyiv, [ivgorban@gmail.com](mailto:ivgorban@gmail.com)

A rectangular prism is one of the basic bluff body configurations used in many engineering applications including heat exchangers, architectural structures, and marine equipment. To avoid or minimize the adverse effects of flow around the prism, various control techniques have been developed [1]. One of the successful methods of controlling flow-body interactions at large Reynolds numbers is the modification of near-wall flow by creating artificial recirculation zones. Such a scheme will be effective, if it applies information about the topological picture of the flow field. In [2], it is stated that knowledge of critical-point theory is important for interpreting and understanding flow patterns whether they are obtained experimentally or computationally. Modern control algorithms are aimed at creating the necessary topology in the flow field that includes changing the location and type of flow critical points in accordance with the control objectives. The technique proposed in this study consists in creating two stable recirculation zones in front of a rectangular prism using symmetrical plates attached to the prism side. For determining the optimal geometric parameters of this control device, the length and position of the plates, the flow topology is found using a low-order standing vortex model. To illustrate how the scheme operates, a 2-D numerical simulation of viscous flow in the geometry under consideration is performed by the vortex method, which belongs to high-resolution Lagrangian schemes developed as fast alternative to direct numerical simulations. The same control scheme has been considered in paper [3], where the flow around a square prism is analyzed. This study provides an answer to the question can be this control useful for an extended body, when the elongation due to the plate is only a small percentage of the body elongation. Note that a rectangular prism of an aspect ratio of 3:1 is here examined.

The geometry of interest, including the main parameters and coordinate system, is



depicted in Fig. 1. A fixed two-dimensional rectangular prism of a side ratio  $b/a$ , where  $b$  is the longest side of the prism, with two symmetrical frontal plates is considered at a constant free-stream velocity  $U_\infty$ . The control device is characterized by the plate length  $l$  and the space  $r$  between the plate base and adjacent edge of the prism. The width

**Fig. 1. Body configuration and coordinate system**  $d$  of the plate is assumed to be infinitesimal.

All variables in this study are normalized to the prism width  $a$  and velocity  $U_\infty$ . So, the Reynolds number is introduced as  $Re = U_\infty a / \nu$ ; the Strouhal number is  $St = f_s a / U_\infty$ , where  $f_s$  is the frequency of vortex shedding; force coefficients are specified by the dynamic pressure  $\rho U_\infty^2 / 2$ , and physical times are normalized with  $a / U_\infty$ .

The control will be a success, if the shear layer separated from the end of the plate is attached close to the leading edge of the prism. Under this condition, the global separation of flow is suppressed that results in a sharp narrowing of the body wake. In the dynamic model of standing vortex, the recirculation flow is replaced by a point vortex of circulation  $\Gamma_0$  and coordinates  $(x_0, y_0)$  (see [3]). To take into account the body boundary  $\Sigma$ , the well-known boundary integral method is applied, which assumes the distribution of a continuous vortex



sheet along  $\Sigma$ , whose strength  $\gamma$  describes the jump in tangential velocity across the sheet. The vortex must be immovable and also prevent flow separation at edges **A** and **B**, which is expressed by the following equations:

$$v_x(x_0, y_0) = 0, v_y(x_0, y_0) = 0, \gamma(\mathbf{A}) = 0, \gamma(\mathbf{B}) = 0. \quad (1)$$

Having solved system (1), one obtains the parameters of the standing vortex  $(\Gamma_0, x_0, y_0)$  and the space  $r$  between the prism edge and the plate base depending on the plate length  $l$ . The results obtained show that system (1) will have a unique solution, if  $0.1 < l < 0.65$ . An analysis of the eigenvalues of the Jacobian of the linearized system corresponding to (1) indicates that the standing vortex lies in the critical point, which is a stable focus. Owing to linear stability, the control scheme under consideration is of great interest for practical implementation. It follows from the calculations that its optimal parameters are connected by the function  $r = 0.5l + 0.06$ .

The conclusions drawn from the low-order model are confirmed by numerical simulation of the flow of viscous fluid in the considered configuration at  $Re = 10^3$ . Fig. 2 and Fig. 3, where instantaneous streamlines are depicted, demonstrate the importance of proper selection of parameters of the control scheme. Two snapshots correspond to the same moments within the period of vortex formation, which are characterized by peak values of the vertical force  $F_y$ . One can see the smooth flow around the side walls of prism in Fig. 2, and the reattachment of the separated flow with the formation of large-scale vortices in the near-wall flow in Fig. 3. In Fig. 2, the stable recirculation zones, similar to the standing vortices in the reduced model, are seen in front of the prism. They suppress the flow separation at the leading edges of prism.

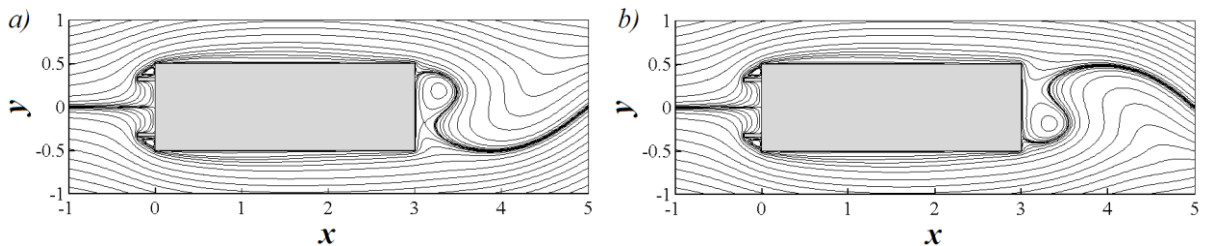


Fig. 2. Instantaneous streamlines around the prism within one period of vortex formation at optimal control ( $l = 0.2, r = 0.16$ ): a) –  $F_y$  is maximum, b) –  $F_y$  is minimum

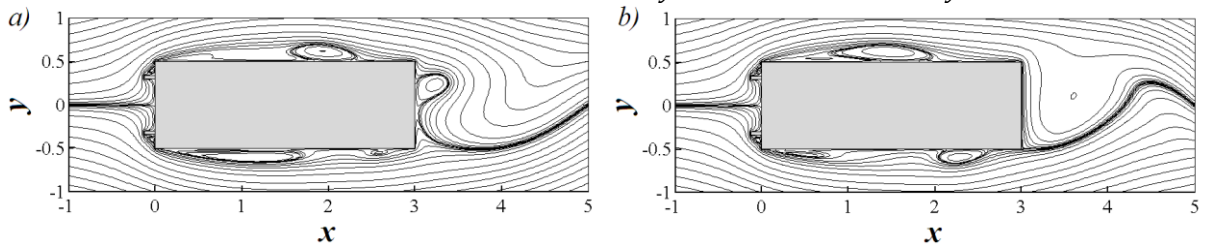


Fig. 3. Instantaneous streamlines around the prism within one period of vortex formation at non-optimal control ( $l = 0.12, r = 0.16$ ): a) –  $F_y$  is maximum, b) –  $F_y$  is minimum

### References:

1. Rashidi S., Hayatdavoodi M., Esfahani J. (2016) Vortex shedding suppression and wake control: A review. *J. Ocean Eng.* 126. 57-80.
2. Chernyshenko S.I. (1995) Stabilization of trapped vortices by alternating blowing suction. *J. Phys. Fluids.* 7. 802-807. <https://doi.org/10.1063/1.868603>
3. Gorban I., Khomenko O. (2016) Active near-wall flow control via a cross groove with suction. *Advances in Dynamical Systems and Control.* 69. 353-367. [https://doi.org/10.1007/978-3-319-19075-4\\_21](https://doi.org/10.1007/978-3-319-19075-4_21)

## TURBULENT DRAG OF A SOLID PARTICLE LARGER THAN THE KOLMOGOROV LENGTHSCALE

Gorokhovski M. and Barge A.

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, CNRS - Ecole Centrale de Lyon -  
 INSA – Université Claude Bernard Lyon 1, 69134 Ecully, France

Examples of turbulent flows laden by heavy particles or droplets include stratocumulus clouds and rains, sandstorms and volcano eruption, propulsion and energetic systems, such as fluidized-bed combustion, fluid catalytic cracking, coal and biomass combustion. In the practical simulation of such flow, the point-particle method is most commonly used where along with the evolving fluid mechanics equations, each individual particle is considered as a material point moving through the fluid at a certain velocity. Among model forces, which control the motion of such particle, the leading force is associated with the Stokes fluid drag force. This implies a sufficiently small Reynolds number in the flow around the particle and, correspondingly, a smallness of the particle diameter, at least much less than the Kolmogorov lengthscale,  $d_p \ll \eta$ . On the other hand, when the particle is in the inertial range of lengthscale and above the Kolmogorov size,  $L \gg d_p \gg \eta$ , the particle Reynolds number in the conveying fluid may be significant, and another drag law is needed – the later must be described by the shear exerted by the fluid on the particle surface. To this end, being still in the framework of the point-particle method, the following drag law was derived in [1]:

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p} \varepsilon_p^{1/3} d_p^{-1/3} \mathbf{e}_p; \quad \mathbf{e}_p = \frac{\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p}{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p|}, \quad (1)$$

where  $\mathbf{u}_p$  and  $\mathbf{u}_f$  are velocities of the particle and the fluid “seen” by the particle (the fluid velocity at the particle position),  $\varepsilon_p$  is the viscous dissipation rate averaged over the particle volume,  $d_p$  is the particle diameter,  $\rho_p$  and  $\rho_f$  denote the density of the particle and the fluid, respectively, and  $\mathbf{e}_p$  is the unit vector of the relative fluid-particle motion. The Eq.(1) reflects  $d_p^{-1/3}$ - behavior reported from the experiment [2]. This equation was used and tested for the stochastic simulation of a heavy particle acceleration on subgrid scales (SGS) in Large Eddy Simulation (LES) in the academic case of box turbulence [1] and in the practical case of diesel-like injection [3]. Namely, along the particle path the dissipation rate  $\varepsilon_p$  was simulated by the lognormal stochastic process and the direction vector  $\mathbf{e}_p$  was simulated by the Ornstein-Uhlenbeck process on the unit sphere.

The main objective in the present work is to assess the capacity of Eq.(1) in prediction of experimental observations from [2] in the case when the fluid velocity  $\mathbf{u}_f$  and the dissipation rate  $\varepsilon_p$  are computed from the direct numerical simulation (DNS) for a wide range of  $\Phi = d_p / \eta$  and  $\Gamma = \rho_p / \rho_f$  ratios ( $\Phi \in [10 \div 30]$ ,  $\Gamma \in [1 \div 70]$ ). The results and a perceptible advantage in comparison with the use of the Stokes drag law will be demonstrated during the talk. In particular, we will show that correspondingly to experimental observations, for all chosen parameters  $\Phi$  and  $\Gamma$ , the particle velocity distribution is Gaussian with the same variance as that for the fluid particle (the Central Limit Theorem is applicable for the particle velocity) but for the particle velocity increment it is not the case: when the time lag is reduced the stretched tails appear in its statistical distribution. This is the manifestation of intermittency effects on small spatial lengthscales. Another interesting experimental result, confirmed by our simulation with Eq.(1), concerns the log-normality of the particle acceleration - the shape which is invariant

for all chosen parameters  $\Phi$  and  $\Gamma$ . Such an invariance is also observed for the auto-correlation of the particle acceleration. This also implies the dominant role of intermittency effects in particle dynamics. There is an additional confirmation that the intermittency effects in turbulence are significant for the particle acceleration - the experiment and our simulations with Eq.(1) show that the typical timescale of the particle acceleration response is not the Stokes timescale but the Kolmogorov timescale. As to the variance of the particle acceleration with increasing the parameter  $\Phi$ , the experimental  $\Phi^{-2/3}$  behavior was confirmed in the simulation with Eq.(1).

**References:**

1. Gorokhovski, M., & Zamansky, R. (2018) Modeling the effects of small turbulent scales on the drag force for particles below and above the Kolmogorov scale. *Phys. Rev. Fluids* 3 (3), 1–23.10.1103
2. Qureshi, N. M., Bourgoin, M., Baudet, C., Cartellier, A., Gagne Y. (2007) Turbulent transport of materials particles : An experimental investigation of finite-size effect. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :184502
3. Gorokhovski, M. & Oruganti, S. (2022) Stochastic models for the droplet motion and evaporation in under- resolved turbulent flows at a large Reynolds number, *J. Fluid Mech.* 932 A18

## EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY OF FLOW THROUGH A TRANSONIC LINEAR TURBINE CASCADE

Jagodzińska I., Olszański B., Gumowski K., Kubacki S.

Warsaw University of Technology, Faculty of Power and Aeronautical Engineering,  
Institute of Aeronautics and Applied Mechanics, Nowowiejska 24, Warsaw, 00-665, Poland.

slawomir.kubacki@pw.edu.pl

### Abstract

The flow in turbomachinery blading in a transonic regime often encourages fundamental phenomena like laminar-to-turbulent transition, shock wave-boundary layer interaction and shock-induced separation. Proper account of the above features is of primary importance for the simulation of transonic flows in low-pressure turbines and compressors of aero-engines.

The present work aims to provide experimental data for validating and improving the Reynolds-averaged Navier-Stokes-based models. The pressure measurements on the blade surface have been performed to assess the model accuracy for the simulation of the boundary layer flow. A PIV method has been applied to analyse the mean flow characteristics at the cascade outlet. The numerical results have been obtained using the baseline [1] and modified algebraic intermittency model. The data-driven approach by Fang et al. [2] has been employed to correct the wake losses of the baseline model. The modified model has reported a slight improvement in the predicted wake characteristics.

### Experiments

The experiments were done in an open-circuit intermittent, in-draft (suction) wind tunnel. The 2D model of the low-pressure turbine (LPT) linear cascade, consisting of 8 blades in VKI LS-59 arrangement, was placed in the wind tunnel test section. The cascade exit Reynolds number (based on blade chord) varied between  $6.2 \times 10^5$  and  $6.8 \times 10^5$ . The outlet isentropic Mach numbers were equal to  $Ma_{2is} = 0.777$  (subsonic flow) and  $Ma_{2is} = 0.975$  (transonic flow). The pressure measurements on the blade surface were done with the pressure tapings in the mid-span plane of the blade. Figure 1 shows the instrumentation for measuring the static pressure distribution on the blade surface.

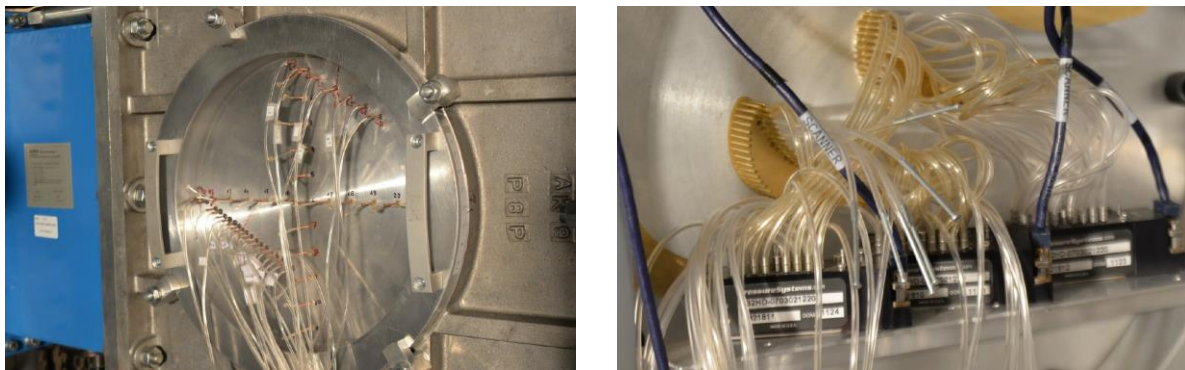


Figure 1. Static pressure measurements instrumentation: (left) a pattern of pressure taps for upstream and downstream static pressure measurement, (right) the blades connected to pressure scanners via flexible tubes of the same length.

The PIV was performed using the Nd: YAG 200mJ Litron laser and LaVision DaVis software. The laser sheet covers the downstream region of the cascade, including the rear part of the blade's suction side. The PIV measurements allowed for a detailed analysis of the mean flow details downstream of the cascade. In the transonic case ( $Ma_{2is} = 0.975$ ), the interaction of

the shock wave with the separated boundary layer on the blade suction side was reported. The interaction of the shock wave with the wake turbulence of the adjacent blade was also noted. A more detailed discussion of experimental results is provided in [3].

### Simulations

The simulation results were obtained using the baseline [1] and modified algebraic intermittency model. The modified model employs the data-driven constitutive law for the prescription of the wake characteristics as proposed by Fang et al. [2]. Good agreement was obtained between measured and predicted the Mach number distribution on the blade surface with the baseline model (not shown). Differences were reported between measured and predicted wake characteristics downstream of the cascade. Figure 2 shows the contour plots of the mean velocity obtained in the experiment (left panel) and simulation employing the baseline algebraic model (right panel) for transonic flow at  $Ma_{2is} = 0.975$ . One can see differences in the position of the shock wave at the blade trailing edge. There are also some differences in the wake characteristics. Numerically, the wake is somewhat too narrow. This is caused by applying the Boussinesq hypothesis for modelling the turbulent shear stress. We will discuss the limitations of the standard RANS model and the improvements provided by the data-driven approach [2]. The corrections lead to somewhat better wake characteristics with respect to the characteristics obtained using the baseline algebraic intermittency model.

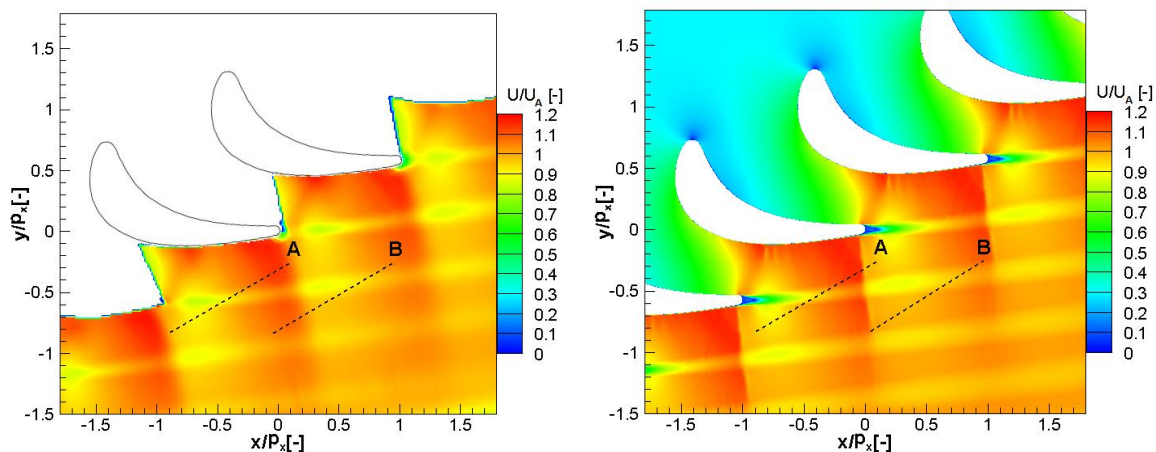


Figure 2. Contour plots for transonic flow of time-averaged velocity magnitude normalised with area-averaged velocity magnitude on line segment A. The velocity field is obtained for  $Ma_{2is} = 0.975$  with (left) PIV measurements and (right) CFD simulation with the baseline algebraic intermittency model. The flow is directed from the top to the right.

### References:

1. Kubacki, S., Dick, E., 2016, An algebraic intermittency model for bypass, separation-induced and wake-induced transition, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 62, pp. 344–361.
2. Fang, Y., Zhao, Y., Akolekar, H. D., Ooi, A. S. H., Sandberg, R. D., Pacciani, R., and Marconcini, M., 2024, A Data-Driven Approach for Generalizing the Laminar Kinetic Energy Model for Separation and Bypass Transition in Low- and High-Pressure Turbines. *ASME. J. Turbomach.*, 146(9): 91005. <https://doi.org/10.1115/1.4065124>
3. Jagodzińska, I., Olszański, B., Gumowski, K., Kubacki, S., 2024, Experimental investigation of subsonic and transonic flows through a linear turbine cascade, *European Journal of Mechanics / B Fluids*, 103, 182–192, <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2023.10.002>.

# INVESTIGATION OF TRANSIENT TWO-PHASE FLOWS FOR AIRLIFT PUMPS

Koval S. O.<sup>1,2</sup>, Dimitieva N. F.<sup>1,2</sup>, Krivonog O. I.<sup>1</sup>, Fadeichev V. V.<sup>1</sup>, Romanenko P. Y.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Hydromechanics of NASU, Kyiv, [igmgss@ukr.net](mailto:igmgss@ukr.net)

<sup>2</sup>National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, [koval.sergiy-ipt@lil.kpi.ua](mailto:koval.sergiy-ipt@lil.kpi.ua)

In addition to conventional pump types, there are many other unconventional types. One of these types is the Airlift pump. An 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 compressed gas (air, steam) mixed with it.

They can be used to lift various types of liquids [1], 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 [2], but they are applicable for many other reasons, such as ease of installation and maintenance, the ability to avoid cavitation and 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 [3].

The efficiency [4] of an airlift pump is determined by the formula:

$$\eta = \frac{\rho_l g Q_l H_1}{p_{\text{atm}} Q_a \ln \left( \frac{p_{\text{inj}}}{p_{\text{atm}}} \right)}. \quad (1)$$

In this paper, the process of raising water from the depths using compressed air is considered. The mathematical modeling is based on the Volume of Fluid (VOF) method. The governing system of equations for the water-air mixture consists of the Navier-Stokes equation, continuity, energy conservation, phase transport [5]. Numerical modeling of two-phase flow of two incompressible media was performed within the framework of the opensource software OpenFOAM. The influence of physical parameters on the airlift efficiency was investigated. An experiment was also carried out in the filtration laboratory of the Institute of Hydromechanics of the National Academy of Sciences of Ukraine and the results of the simulation and the real experiment were compared.

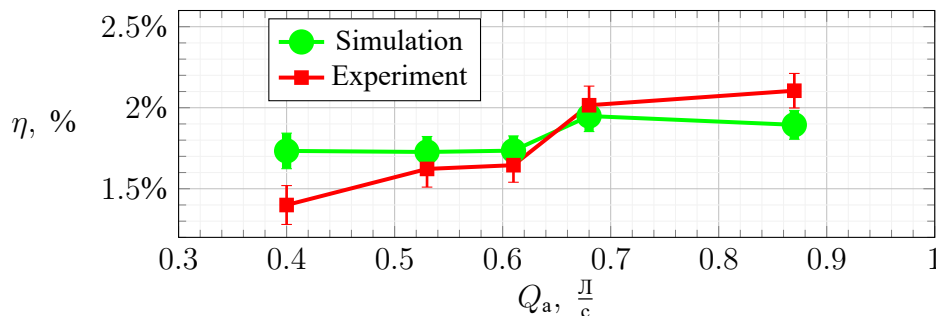


Fig. 1: Dependence of Airlift pump efficiency on air volumetric flow rate



Fig. 2: Phase interface

The results of numerical simulations, fig. (2), of a pipe 138 centimeters high and initially filled with water to 131.5 centimeters with a volumetric air flow rates of  $Q_a = 0.4 - 0.87, \frac{L}{s}$  showed a rather low efficiency of up to 2.1 % fig. (1). The modeled data are in good agreement with the experimental data within the error. The observed rise of air bubbles in water is accompanied by a complex system of vortices, which causes an increase in hydrodynamic drag.

## References

1. Catrawedarma, D. I. (2020). The performance of airlift pump for the solid particles lifting during the transportation of gas-liquid-solid three-phase flow: A comprehensive research review. In: *Process Mechanical Engineering*, 606–628. DOI: [10.1177/0954408920951728](https://doi.org/10.1177/0954408920951728).
2. Ligus, Grzegorz (2019). A New Method of Selecting the Airlift Pump Optimum Efficiency at Low Submergence Ratios with the Use of Image Analysis. In: *energies*, 1–19. DOI: [10.3390/en12040735](https://doi.org/10.3390/en12040735).
3. Dong, Hu. (2012). The Effect of Air Injection Method on the Airlift Pump Performance. In: *Fluids*. DOI: [10.1115/1.4007592](https://doi.org/10.1115/1.4007592).
4. Sebastian, Kujawiak (2018). Hydraulic Characteristics of the Airlift Pump. In: *Acta Sci. Pol.*, 86–95. DOI: [10.15576/ASP.FC/2018.17.4.85](https://doi.org/10.15576/ASP.FC/2018.17.4.85).
5. Koval, S. O. and Dimitrieva, N. F. (2024). Two-Phase 3D Modeling of an Airlift Pump in Openfoam. In: *In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics 2024*, 101–108. DOI: [10.14311/TPFM.2024.014](https://doi.org/10.14311/TPFM.2024.014).

## SIMPLE SOLUTIONS TO THE EQUATIONS FOR SINKING PARTICULATE ORGANIC MATTER

Kovalets K., Maderich V., Brovchenko I.

IMMSP NAS Ukraine, Kyiv,

[katkov0912@gmail.com](mailto:katkov0912@gmail.com), [vladmad@gmail.com](mailto:vladmad@gmail.com), [ibrovchenko@gmail.com](mailto:ibrovchenko@gmail.com)

A gravitational sinking of the particulate organic matter (POM) is a key mechanism of vertical transport of carbon in the deep ocean (gravitational biological pump) and its subsequent sequestration. The spectrum of these particles is formed in the euphotic layer by the primary production and food web consumption through various mechanisms, including aggregation and fragmentation under the influence of mechanical factors. The mass of particles, as they descend, decreases under the influence of grazing by filter feeders and bacterial decomposition, which depends on the water temperature and oxygen concentration, particle falling velocity, age of the organic particle and other factors or the surface area.

We considered the vertical flux of the organic particles caused by gravitational forces. The vertical distribution of these particles in the dark ocean is governed by the flux of settling particles equilibrated by particle degradation due to bacterial decomposition. The POM degradation rate is proportional to the particle mass. The processes of aggregation and fragmentation are not included in the model. It is assumed the steady state of the particle flux. The Eulerian particle concentration transport equation and the Lagrangian equations for the individual particles are solved. New analytical solutions for constant and time-dependent degradation rates were obtained and compared with available data on the POM vertical distribution of concentration and mass flux. We developed a numerical Eulerian-Lagrangian method for the generalized model in which the degradation rate depends on the water temperature and oxygen concentration and other parameters. Our Eulerian-Lagrangian approach to solving the problem allows the model for sinking particulate organic matter to be incorporated into biogeochemical global ocean models with relative ease.

### References:

1. Alcolombri, U., Peaudecerf, F.J., Fernandez, V.I. 180 Lars Behrendt, L., Lee K. S., Stocker, R. Sinking enhances the degradation of organic particles by marine bacteria. *Nat. Geosci.* 14, 775–780 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41561-021-00817-x>
2. Aumont, O., van Hulst, M., Roy-Barman, M., Dutay, J.-C., Éthé, C., and Gehlen, M.: Variable reactivity of particulate organic matter in a global ocean biogeochemical model, *Biogeosciences*, 14, 2321–2341, <https://doi.org/10.5194/bg-14-2321-2017>, 2017.
3. Cael, B. B., Cavan, E. L., Britten, G. L. Reconciling the size dependence of marine particle sinking speed. *Geophysical Research Letters*, 48, e2020GL091771. doi:10.1029/2020GL091771, 2021.
4. Cram, J. A., Weber, T., Leung, S. W., McDonnell, A. M. P., Liang, J.-H., Deutsch, C. The role of particle size, ballast, temperature, and oxygen in the sinking flux to the deep sea. *Global Biogeochemical Cycles*, 32, 858–876. <https://doi.org/10.1029/2017GB005710>, 2018.
5. DeVries, T., Liang, J.H., Deutsch, C. A mechanistic particle flux model applied to the oceanic phosphorus cycle. *Biogeosciences* 11:5381–98, 2014.



## COMPUTER HYDROGASDYNAMICS AND THERMODYNAMICS IN ANSYS PACKAGE (STUDENT)

Lehen L.V., Lobunko O.P.

National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv,  
[lobunko.oleksandr@iit.kpi.ua](mailto:lobunko.oleksandr@iit.kpi.ua)

The paper presents a brief review of the results of teaching and research [1-7] regarding the further development of educational and methodological materials of the course "Hydrogasdynamics and Thermodynamics" in the system of training students of higher education majoring in aviation and rocket and space engineering.

Determination and research of the spatial change of the flow parameters in different operational and structural conditions is one of the key components of the substantiation of the external forms of aircraft, profiling of the internal components of engines, system units. Calculation of friction resistance, velocity and temperature fields, construction of a flow pattern around structural elements, clarification of the force and thermal interaction of the working body and components of the aircraft, and many other tasks are solved using modern computer modeling/testing tools.

The work program of the course "Hydrogasdynamics and Thermodynamics" provides for the study of the laws of movement and equilibrium of gas flow and liquids, the transformation of energy into various forms. Studying the discipline is necessary for understanding and calculating the characteristics of the processes occurring in aircraft components, visualizing the results of modeling flow parameters, analyzing the perfection of the design, determining and managing the thermal state of stressed parts of aerospace structures.

It is known that the application of modern computer-integrated technologies of computational hydrodynamics is a promising direction for designing and analyzing the structural features of aircraft and their systems interacting with hydro-gas-dynamic flows [1, 2, 6, 7]. In this regard, a computer workshop in the ANSYS package (student version) is offered as one of the components of the study discipline "Hydrogasdynamics and Thermodynamics". In the computer workshop, the authors offer detailed recommendations for solving practical problems of modeling the laminar and turbulent flow of liquids and gases, the development of a flow with a sealing jump, the processes of fuel mixture combustion (heat transfer) in the engine combustion chamber (Fig. 1), as well as of heat processes in heat exchange devices.

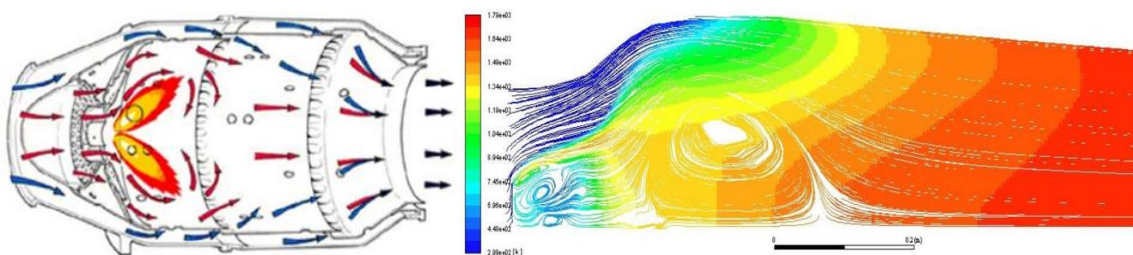


Fig. 1. Models of the processes of formation and combustion of the fuel-air mixture in the combustion chamber of a gas turbine engine

Solving the set problems allows applicants to master several methods of computer modeling in the hydrogasdynamic and thermal analysis modules of the ANSYS package (student version). The expected professional competence is the ability to use the provisions of aerodynamics and gas dynamics to describe the interaction of bodies with gas and hydraulic media, as well as practical skills in designing and researching the design of aircraft components, analyzing the results of computer modeling of liquid (gas) flow and thermal processes.

The content of the computer workshop includes five sections, which are proposed to be systematically updated as the ANSYS package (student version) is updated:

1. Modeling of liquid and gas laminar flow;
2. Modeling of turbulent flow of liquid and gas;
3. Modeling the development of gas flow with a jump in sealing;
4. Modeling of the combustion process of the fuel mixture in the engine combustion chamber;
5. Modeling of thermal processes in heat exchange devices.

The educational manual "Computer hydrogasdynamics and thermodynamics" will be useful for use during face-to-face/distance learning, as well as practical work of specialists who are engaged in the development, manufacture and maintenance of the operation of manned and unmanned aircraft.

### **References:**

1. Guide to basic methods of analysis in the ANSYS program. 399 p.
2. Gryshanova I.A., Zgurovska L.P., Kyrychuk Yu.V. (2022). Solving the problems of designing devices and systems using ANSYS and MATHCAD. K.: KPI named after Igor Sikorskyi, "Polytechnic". 180 p.
3. Kizilova N.M. (2020). Finite element method in solving fluid and gas mechanics problems. Kh.: KhNU named after V.N. Karazin. 64 p.
4. Kryvohatko I.S. (2015). Numerical aerodynamics: method. instructions for performing practical classes in the discipline "Calculated Aerodynamics-1. Flight characteristics of the aircraft". K.: NTUU "KPI". 66 p.
5. Computer hydromechanics: Proceedings of the eighth international scientific and practical conference (Kyiv, September 27-28, 2022). Kyiv: IGM of the National Academy of Sciences of Ukraine. 126 p.
6. Lobunko O.P. (2023). Thermogas dynamic modeling and profiling of the internal circuit of the jet nozzle. LVI International Scientific and Practical Conference «Innovation in science: Modern challenges». Germany, Berlin. P. 33-38.
7. Lobunko, O. (2024). Search for state parameters of thermodynamic models of gas turbine systems with different thrust amounts. SWorldJournal, 1(23-01), 15-22.

## USE OF SELF-SIMILARITY TO DETERMINE THE INITIAL DISTRIBUTIONS OF THE UNKNOWN VALUES ON THE EXAMPLE OF THE FLOW- STRUCTURE INTERACTION PROBLEM

Lukianov Pavlo <sup>1</sup>, Pavlova K. <sup>1</sup>

<sup>1</sup> National Aviation University, Kyiv, Pavlo.Lukianov@npp.nau.edu.ua

### Introduction.

An illustrative example of how the concept of self-similarity can be used to specify the distributions of all desired characteristics of the system at a conventionally initial moment of time is the problem of the propagation of a shock pulse (water hammer) in an elastic pipeline (or in another system). This problem belongs to the class "flow interaction with the structure". Analytical solutions of the linear problem are known [1, 2]. As shown by previous studies [3], convective acceleration cannot be neglected, and consideration of friction (steady, according to Weisbach and Darcy) also significantly changes the flow pattern. So, let's consider the specified problem in a generalized formulation, taking into account the effects just mentioned that is convection and friction.

### Propagation of a shock pulse in an elastic shell filled with a droplet liquid: a self-similar system of equations and its analytical solution

We will use the system of linear equations described in the review paper [4]. But let's add three more terms to the momentum conservation equation: convective acceleration, (steady) Weisbach-Darcy friction, and (unsteady) Bruno-Vitkovsky friction [5]. The specified model is described by the following system of equations:

$$-\frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} + \bar{V} \frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} + \frac{d\bar{p}}{d\bar{\eta}} + DW \cdot \bar{V} |\bar{V}| + Br \left( -\frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} + \text{sign}(\bar{V}) \left| \frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} \right| \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} - Nu_1 \frac{d\bar{p}}{d\bar{\eta}} = Nu_2 \frac{d\bar{U}}{d\bar{\eta}}, \quad (2)$$

$$-\frac{d\bar{U}}{d\bar{\eta}} = \frac{d\bar{\sigma}_z}{d\bar{\eta}}, \quad (3)$$

$$\frac{d\bar{U}}{d\bar{\eta}} + Nu_3 \frac{d\bar{\sigma}_z}{d\bar{\eta}} = Nu_4 \frac{d\bar{p}}{d\bar{\eta}}. \quad (4)$$

The dimensionless parameters are set as follows:

$$DW = \frac{\lambda L}{4R}, \quad Br = \frac{kD}{L}, \quad Nu^* = \frac{Nu_4}{Nu_1} \left( 1 - Nu_3 + \frac{Nu_4 Nu_2}{Nu_1} \right).$$

$$Nu_1 = \left[ \frac{1}{K} + (1 - v^2) \frac{2R}{eE} \right] \rho_f c_f^2, \quad Nu_2 = \frac{2vc_t}{c_f}, \quad Nu_3 = \frac{\rho_t c_f^2}{E}, \quad Nu_4 = \frac{vR}{e} \frac{c_f}{c_t} \frac{c_f^2 \rho_f}{E}.$$

As Riemann himself noted [6], water hammer is described by a separate atypical solution. This is confirmed by the fact that the system of equations reduces to one equation

$$-\frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} + \bar{V} \frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} + \frac{(1 - Nu_2 Nu^*)}{Nu_1} \frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} + DW \cdot \bar{V} |\bar{V}| + Br \left( -\frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} + \text{sign}(\bar{V}) \left| \frac{d\bar{V}}{d\bar{\eta}} \right| \right) = 0. \quad (5)$$

Equation (5) can be solved analytically. We have:

$$\bar{V}(\bar{\eta}) = \exp \left[ -DW \cdot SW2(C_1 + \bar{\eta}) + \text{LambertW} \left( SW1 \cdot B^* \exp \left[ DW \cdot SW2(C_1 + \bar{\eta}) \right] \right) \right].$$

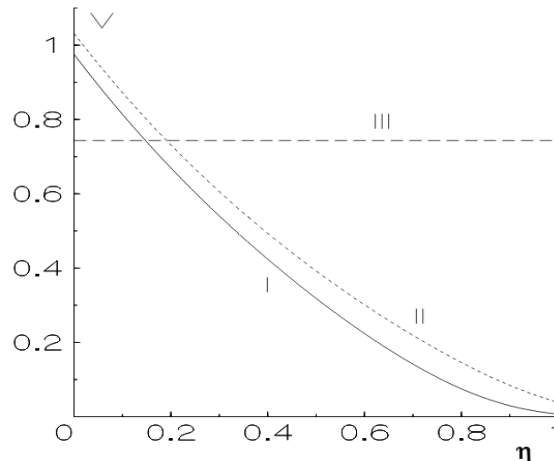


Fig. 1 Velocity of shock pulse propagation in a steel pipe with water: I is complete model, II is without taking into account non-stationary friction, III is without taking into account friction.  $DW=1.25$ ;  $SW \cdot B^*=-0.25$ ;  $C_1 = -0.033$

Shown in fig. 1, the data indicate that due to the absence of friction, we have only a constant value of the propagation of the shock pulse.

### Conclusions.

The extended model that is able to describe unsteady flow-structure mutual fields formation at initial time moments derived. Analytical solution of non-linear system obtained.

### References:

1. Tijsseling, A.S. Exact solution of linear hyperbolic four-equation system in axial liquid-pipe vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 2003, v. 18, pp. 176-196. Doi:10.1016/j.jfluidstructs.2003.07.01
2. Li, Q.S., Asce, M., Yang, Ke., , Zhang, L. Analytical solution for Fluid-Structures interaction in liquid-filled pipes subjected to impact-induced water hammer. *Journal of Engineering Mechanics*, 2003, v. 129, pp.
3. Lukianov , PV, Pavlova KS Unsteady flow of droplet liquid in hydraulic systems of aircraft and helicopters: models and analytical solutions. *Aviacijno-kosmicna Aerospace technics and technology* .2024, no. 1, pp. 32-42. DOI: 10.32620/akt.2024.1.03.
4. Wiggert, D.C., Tijsseling, A.S. Fluid transient and fluid-structure interaction in flexible liquid-filled piping. *Applied Mechanics Review.*,2001, 9, pp. 455-481.doi:10.1115/1.1404122
5. Bergant, A., Simpson, A.R., Vitkovsky, J. Developments in unsteady pipe flow friction modeling. *Journal of Hydraulic Research*, 2001, v. 39(3), pp. 249-257.
6. Riemann, B. *Ueber die Fortpflanzung Ebener Luftwellen von Endlicher Schwingungswerte (German Edition)*. Leopold Classic Library Publ., 2017.32 p. (In German).

## PRESSURE FIELD DISTRIBUTION IN INCOMPRESSIBLE FLOW DEVELOPMENT REGION OF LAMINAR BOUNDARY LAYER

Lukianov Pavlo <sup>1</sup>, Song L. <sup>1</sup>

<sup>1</sup> National Aviation University, Kyiv, Pavlo.Lukianov@npp.nau.edu.ua

### Introduction.

Studies of the laminar boundary layer revealed interesting features.

1. The problem of the motion of an infinite plane was solved only after assuming the variability in space of the molecular diffusion of a fluid [1].

2. In the problem of boosting of a plane with subsequent constant speed of motion, Stokes [2] and Rayleigh [3] obtained a solutions according to which friction stresses disappear after the acceleration of the plane. Assumptions of variability, both in space and in time, of molecular diffusion made it possible to obtain a physical solution to the problem, according to which the friction stress reaches its asymptotic immediately after the acceleration is stopped [4].

3. Since infinite bodies do not exist, the so-called Blasius problem was reconsidered [5]. As it turned out, in the region of flow development, it is impossible to meet the non-slip boundary condition exactly, because this is equivalent, within the framework of the Navier-Stokes equations, to the absence of the second (normal) velocity component. Instead of the non-slip condition in the flow development region, it is necessary to use the partial slip-sliding condition [6].

Pressure distribution should be taken into account when calculating dynamic loads, especially on the leading edges of wings and blades, where surface deformation occurs, fatigue stresses accumulate, which can eventually lead to failure and corrosion.

### Taking into account the variability of the pressure field in the flow development region

The distributions of the velocity components in the area of flow development have the following form [6]:

$$V_x(x, y) = (1 - \exp(\alpha x)) \exp(-\alpha y), \quad V_y = \exp(\alpha x) (1 - \exp(-\alpha y)). \quad (1)$$

According to formulas (1), neglecting the small transverse component of the velocity, and also taking into account the scale of the longitudinal velocity, we obtain for the pressure field:

$$\frac{p(x, y)}{p_0} \approx 1 - \rho V_x^2(x, y) / (2p_0) = 1 - \rho V_0^2 (1 - \exp(\alpha x))^2 \exp(-2\alpha y) / (2p_0). \quad (2)$$

The distribution of the pressure field is presented in Fig. 2. As we can see, the pressure field in the region of the flow development is heterogeneous. And at speeds of the order of 100 m/s, pressure deviations can be of the same order as atmospheric pressure.

### Conclusions

It is shown, by providing an analytical expression for the pressure field, that for flight speeds of approximately 100 m/s, when the flow is still incompressible (with an accuracy of 10%), the spatial distribution of pressure in the area of flow development in the boundary layer should be taken into account.

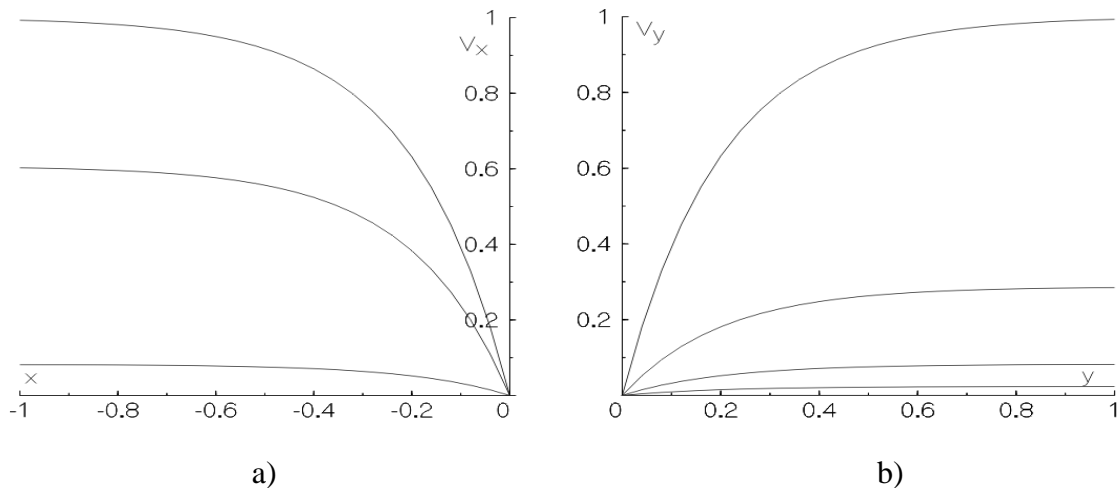


Fig. 1. Components of the velocity field in flow development region: a) is longitudinal component for values  $y=0; 0.25; 0.5$ ; b) is normal component for values  $x=0; 0.25; 0.5; 0.75$  [6].

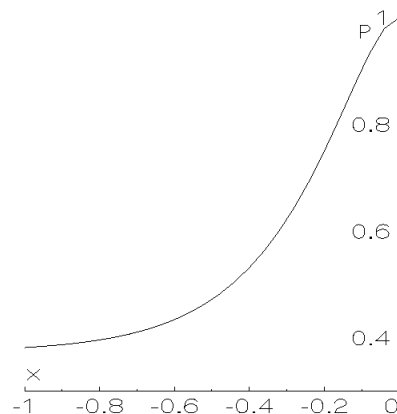


Fig. 2. Dimensionless value of pressure, according to formula (2), at velocity  $V_0 = 100$  m/c in air.

### References:

1. Lukianov, P.V., Song, L. Optimal character and different nature of flows in laminar boundary layers of incompressible fluid flow. *Problems of friction and wear*, 2022, no. 4(97), pp. 52-60. doi: 10.18372/0370-2197.4(97)16959.
2. Stokes, G.G. On the Effect of the Internal Friction of Fluids on Motion of Pendulums. *Trans. Cambridge Philos. soc.*, 1851, v. 9, pp. 1-106.
3. Lord Rayleigh. On the motion of solid bodies through viscous liquids. *Phil. Mag.* 1911, vol. 21, no. 6, pp. 697- 711.
4. Lukianov , P.V., Song, L. Unsteady incompressible laminar boundary layer: time and space variable molecular viscosity. *Aviatsiyno-kosmichna tekhnika i tekhnolohiya*. -- 2023. iss. 3(187). pp. 50--60. doi: 10.32620/aktt.2023.3.06
5. Blasius H. Grenzschichten in Flussigkeiten mit kleiner Reibung. *Z. Math. Phys.* 1908, v. 56, p. 1-37.
6. Lukianov , P.V., Song, L. Flow development region in the boundary layer: two-component molecular viscosity and partial slip. *Aviatsiyno-kosmichna tekhnika i tekhnolohiya*. -- 2023. iss. 6(192). pp. 38--47. doi: 10.32620/aktt.2023.6.05

## **RECOVERING DYNAMIC PROPERTIES FROM VELOCITY-VORTICITY SOLUTION OF NAVIER-STOKES EQUATIONS**

Nowakowski A. F.

University of Sheffield, Sheffield, UK, [a.f.nowakowski@sheffield.ac.uk](mailto:a.f.nowakowski@sheffield.ac.uk)

The vorticity-velocity formulation of the Navier-Stokes equations makes it possible to solve flow problems using only kinematic variables. The pressure term is eliminated by applying the curl operator. Various vortex methods represent good examples of such kinematic formulations. Some of these methods rely on the vorticity field as a discontinuous function. This talk demonstrates how to find pressure as a solution to a variational problem that constitutes a weak version of the momentum equation. This approach does not require any explicit boundary conditions for pressure, nor does it need to calculate vorticity derivatives. The correctness of the calculation of the pressure field, and therefore the aerodynamic forces acting on external bodies, is verified by comparing obtained dynamic variables with other methods. The results are also validated by performing numerical simulations of incompressible viscous flow around an impulsively started circular cylinder in a wide range of Reynolds number.

## ACCELERATION ALGORITHMS FOR OPTOACOUSTIC IMAGE ENHANCEMENT

Rudnitskii A.G.<sup>1</sup>, Rudnytska M.A.<sup>1</sup>, Tkachenko L.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> IHM NASU, Kyiv, [lusia.tkch@gmail.com](mailto:lusia.tkch@gmail.com)

Optoacoustics has the unique ability to reproduce with high spatial resolution optical absorbers located deep in optically scattering tissues [1]. This has led to the rapid development of systems based on this technology. Due to the possibility of non-invasively implementing structural and functional imaging for biological tissues, photoacoustic (PA) imaging has shown significant potential in clinical applications [2]. However, very often the initially received PA signals and images show a low signal-to-noise ratio (SNR). This is due to the weak amplitude of the PA signals and strong random noise from external devices and the environment. In addition, distortions and artifacts in the reconstructed image can be associated with the features of a particular reconstruction algorithm. Therefore, the problem of eliminating distortions in reconstructed PA images is very relevant for the effective use of this method in clinical practice and scientific research. To overcome this problem, we developed an iterative algorithm to enhance the quality of optoacoustic images based on the Banach fixed point theorem.

The main goal of the work was to develop and study the fastest possible numerical algorithm designed to correct artifacts and distortions caused by the peculiarities of the image restoration method in optical-acoustic tomography problems. The motivation for this work is to further improve the efficiency of the method proposed in [3]. The focus of the research is to investigate the application of fixed-point iteration acceleration techniques and gradient descent methods. The task is to determine the most efficient acceleration method in terms of its performance.

Let  $X$  is an unknown input image,  $Y$  is the reconstructed (given) image, and  $F(\cdot)$  is a mapping (operator) that transforms input image into reconstructed image (image with distortions and artifacts) :

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

The problem statement is the following: for a given  $F(X^*)$ , make an estimate of  $X^*$ . In our case, the operator  $F$  can be represented as the result of alternately applying the functions  $f_1(\cdot)$  and  $f_2(\cdot)$  :  $F(\cdot) = f_2(f_1(\cdot))$ , where  $f_1(\cdot)$  is the operator that performs the direct problem of optoacoustics and  $f_2(\cdot)$  is the operator that specifies solution of the inverse problem.

In [3] we used this approach to improve the quality of reconstructed PA images. The drawback is that sometimes such an iterative process requires too many iterations to get the desired quality. As a result, processing speed may be unacceptably slow. In this paper, we examined an algorithm designed to correct artifacts and distortions in PA images associated with model assumptions and limitations, and proposed the use of acceleration schemes for it.

Our correction algorithm was tested numerically using phantoms simulating tissue containing inclusions with a higher absorbance than the background. An environment that was close in its parameters to biological tissues was modeled: a homogeneous medium with a density  $\rho_0 = 1020 \text{ kg/m}^3$  and sound speed  $c_0 = 1510 \text{ m/s}$ . To showcase the influence of various acceleration methods on quality measures, 2D and 3D numerical phantoms (optical-acoustic reconstruction objects) were built. For the two-dimensional space, a circular disk and a two-dimensional model of the vascular tree were chosen as numerical phantoms, while for the 3D space, a three-dimensional model of the aorta with an aneurysm was used.

We tested two groups of acceleration methods: fixed-point acceleration methods (AFP) (Anderson (AA), Chebyshev, Irons and Wynn approaches) and gradient descent (GD) methods (Momentum-based gradient descent (MGD), Accelerated Nesterov Gradient (NAG), and Adam).



These methods were applied to different iterative schemes: Tao schem, total derivative approximation (TDA) and p-schem.

In our simulation, we assume that the original image is known. Therefore, as criteria for evaluating the quality of the output image, it is advisable to use such quality metrics as the peak signal-to-noise ratio (PSNR) and the structural similarity index (SSIM). The first one (PNSR) measures the absolute errors in each pixel, and the second one (SSIM) evaluates the image quality based on structural information.

The PSNR and SSIM values for each specific AFP and GD method were calculated per iteration. The results obtained during the reconstruction of the circular disk are shown in Fig.1. For visualization convenience, the curves for the T-method (without acceleration) are plotted with a black curve with circular markers.

The AA method combines well with the T-method and does not require additional configuration. Nesterov's method also significantly speeds up the achievement of the desired quality, but requires preliminary fine-tuning of two parameters, which may take some time. At the same time, the application of these acceleration methods (AA and NAG) to the TDA method and the p-method is inferior to the T-method and can even worsen the quality of the original images.

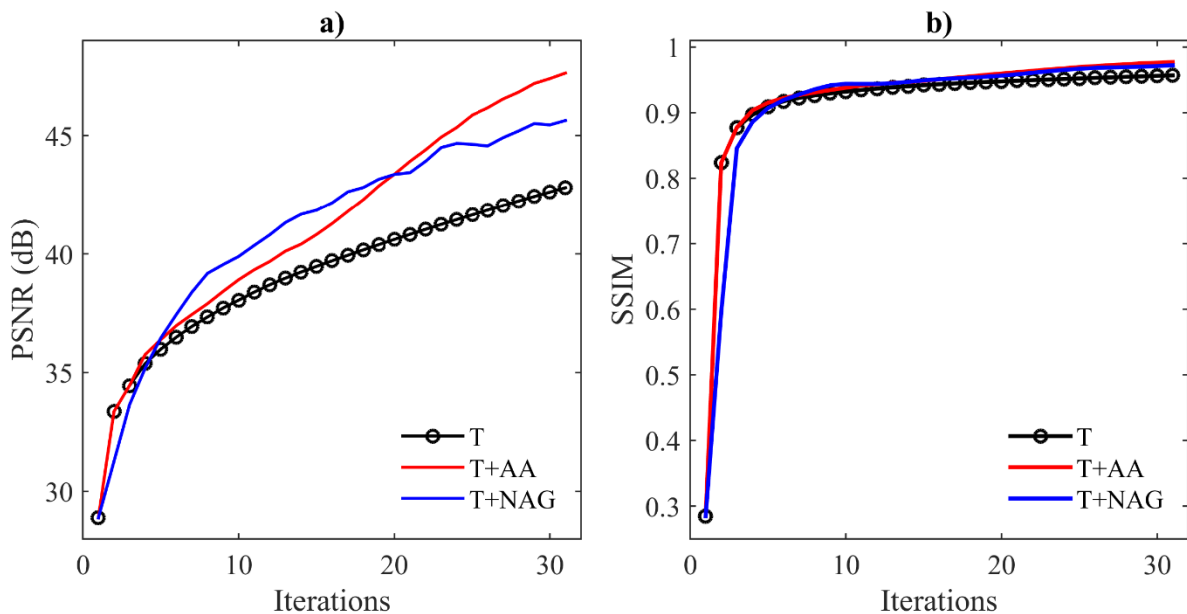


Fig. 1. Comparison of Anderson acceleration and Nesterov acceleration ( $\lambda=0.77$ ,  $\gamma=0.5$ ) for the T-method in the reconstruction of a circular disk.

#### References:

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.

## INTEGRAL FORMULAE FOR SOLVING FREE-BOUNDARY FLOWS

Semenov Y.A.<sup>1</sup>, Savchenko, Y.N.<sup>1</sup>, Savchenko, G.Y.<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>Institute of Hydromechanics of the NAS of Ukraine, Kyiv  
[semenov@nas.gov.ua](mailto:semenov@nas.gov.ua), [georgiy\\_savchenko@yahoo.com](mailto:georgiy_savchenko@yahoo.com)

Around one third of all the fluid mechanics problems arising in practical applications are problems with free boundaries. These are ones in which the flow region is not known in advance, and has to be determined as part of the solution. Examples are supercavitation and partial cavitation flows, water entry flows, impulsive impact flows, wave motions, capillary flows, etc. When solving a problem with free boundaries, it is necessary at some stage to determine a flow potential from given boundary conditions.

Historically, progress in solving free boundary potential flows has been based on the development of complex variable theory. Since any analytical function satisfies the requirements of fluid incompressibility and zero vorticity, the problem is simply to find such an analytical function that satisfies the given boundary conditions. Most of the known analytical methods for solving free boundary problems are based on the Cauchy, Schwarz and Sohotsky-Plemelj formulas. The Schwarz integral formula determines an analytic function defined on the unit disk or the upper half-plane from its real or imaginary values known on the boundary of the unit disk or the entire real axis, respectively. The Sohotsky-Plemelj formula is usually used to determine an analytic function from its real or imaginary part of the function known on the real axis of the upper half-plane. For other types of boundary conditions or other types of domain, the determination of a complex function becomes a complicated issue.

When solving a free boundary problem, the dynamic and kinematic boundary conditions determine the modulus and argument of a complex function. For example, if we need to determine the function of a complex conjugate velocity, its modulus is known from the Bernoulli equation at the free boundary of the fluid domain and its argument is given by the tangent to the wetted part of the body. In addition, it is sometimes more convenient to use a first quadrant instead of the half-plane or unit disc as the domain of the analytical function.

We propose three integral formulas for an analytical function  $F(\zeta)$ , defined in the first quadrant of the  $\zeta$ -plane ( $\zeta = \xi + i\eta$ ) for the following three types of boundary conditions:

- the argument  $\theta_\xi(\xi) = \arg(F(\zeta)|_{\zeta=\xi})$  and  $\theta_\eta(\eta) = \arg(F(\zeta)|_{\zeta=i\eta})$  are known on the real and imaginary axes of the first quadrant. The integral formula takes the form

$$F(\zeta) = K \exp \left[ -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\theta_\xi}{d\xi'} \ln(\zeta^2 - \xi'^2) d\xi' + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\theta_\eta}{d\eta'} \ln(\zeta^2 + \eta'^2) d\eta' + i\theta_\infty \right], \quad (1)$$

where  $K$  is an arbitrary real constant and  $\theta_\infty = \lim_{\xi \rightarrow \infty} \theta_\xi(\xi)$ ;

- the modulus  $\rho_\xi(\xi) = |F(\zeta)|_{\zeta=\xi}$  and  $\rho_\eta(\eta) = |F(\zeta)|_{\zeta=i\eta}$ , are known on the real and imaginary axis's of the first, then

$$F(\zeta) = \rho_\infty \exp \left[ \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{d \ln \rho_\xi}{d\xi'} \ln(\zeta^2 - \xi'^2) d\xi' - \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{d \ln \rho_\eta}{d\eta'} \ln(\zeta^2 + \eta'^2) d\eta' + i\theta^* \right], \quad (2)$$

where  $\rho_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \rho_\eta(\eta)$  and  $\theta^*$  is an arbitrary angle;

- the argument  $\theta_\xi(\xi) = \arg(F(\zeta)|_{\zeta=\xi})$  is known on the real axis and the modulus  $\rho_\eta(\eta) = |F(\zeta)|_{\zeta=i\eta}$  is known on the imaginary axis's of the first quadrant, then

$$F(\zeta) = \rho_\infty \exp \left[ \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\theta_\xi}{d\xi'} \ln \left( \frac{\zeta + \xi'}{\zeta - \xi'} \right) d\xi' - \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{d \ln \rho_\eta}{d\eta'} \ln \left( \frac{\zeta - i\eta'}{\zeta + i\eta'} \right) d\eta' + i\theta_\infty \right],$$

(3)

where  $\rho_\infty = \lim_{\eta \rightarrow \infty} \rho_\eta(\eta)$  and  $\theta_\infty = \lim_{\xi \rightarrow \infty} \theta_\xi(\xi)$ .

It can be easily verified that for  $\zeta = \xi$  the argument of expressions (1) and (3) is the function  $\theta_\xi(\xi)$  and the modulus of expression (2) is the function  $\rho_\xi(\xi)$ . For  $\zeta = i\eta$  the modulus of expressions (2) and (3) is the function  $\rho_\eta(\eta)$  and argument of expression (1) is the function  $\theta_\eta(\eta)$ . Thus, the formulae (1) – (3) solve the boundary-value problem for the complex function  $F(\zeta)$ .

The formulae (1) and (3) have been used to solve various nonlinear free boundary problems, in particular: corner flows in a Hele-Shaw cell with surface tension [1]; the nonlinear water entry problems [2, 3]; gravity flows [4, 5], water impact flows [6, 7] impulsive impact flows [8, 9] and other violent free surface flows.

## References

1. Semenov, Y.A., Cummings, L.J. (2006) Free boundary Darcy flows with surface tension – analytical and numerical study. *European Journal of Applied Mathematics*, **17**, 607 – 631.
2. Semenov, Yu.A., Iafrati, A., On the Nonlinear Water Entry Problem of Asymmetric Wedges, *Journal of Fluid Mechanics*, **547**, 231–256.
3. Faltinsen, O.M., Semenov, Y.A. (2008) Nonlinear Problem of Flat Plate Entry into an Incompressible Liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, **611**, 151 – 173.
4. Yoon B.S., Semenov, Y.A. (2011) Separated inviscid sheet flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **678**, 511 – 534.
5. Faltinsen, O.M., Semenov, Y.A. (2008) The Effect of Gravity and Cavitation on a Hydrofoil Near the Free Surface. *Journal of Fluid Mechanics*, **597**, 371 – 394.
6. Semenov, Y.A. Wu, G.X. (2018). Water-Entry of a Wedge with Rolled-up Vortex Sheet. *Journal of Fluid Mechanics*, **835**, 512-539.
7. Semenov, Y.A. Wu, G.X. and Korobkin, A.A. (2015) Impact of Liquids with Different Densities. *Journal of Fluid Mechanics*, **766**, 5 – 27.
8. Semenov, Y.A., Savchenko, Y.N., Savchenko, G.Y. (2021) Impulsive impact of a submerged body. *Journal of Fluid Mechanics*, **919**, R4, doi:10.1017/jfm.2021.408.
9. Savchenko, Y.N., Ni, B.-Y., Savchenko, G.Y., Semenov, Y.A. (2023) Impulsive impact of a body fully submerged in an open container. *Journal of Fluid Mechanics*, 955, A28, doi:10.1017/jfm.2022.1075.

## SUPERCAVITATION IN SUB- AND SUPERSONIC FLOWS

Serebryakov V. V.

Institute of Hydromechanics, NASU, Kyiv, [serebrvv@gmail.com](mailto:serebrvv@gmail.com)

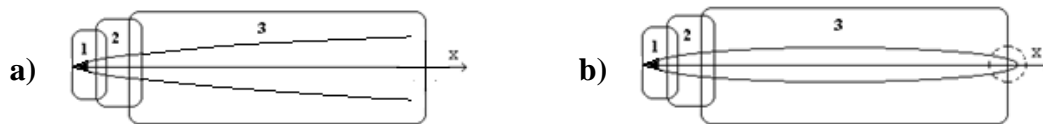
The article contains base of the asymptotic theory of supercavitation at low cavitation numbers  $\sigma \rightarrow 0$  within the framework of an axisymmetric model for the motion of bodies in a compressible fluid based on the matched asymptotic expansion method, taking into account the existing research in this area [2-6]. Asymptotic solutions for the cavity shape  $r = R(x)$  behind the cavitator  $r = r_1^2(x)$  are determined based on equations (1, 2) [1] in subsonic:  $M < 1$ :  $\beta^2 = 1 - M^2$  and supersonic flow:  $M > 1$ :  $B^2 = M^2 - 1$ :

$M < 1$ :

$$\frac{1}{4R^2} \left( \frac{dR^2}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{d^2R^2}{dx^2} \ln \frac{\beta^2 R^2}{4x(L-x)} - \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{dx^2}{|x_1-x|} \frac{d^2R^2}{dx^2} dx_1 - \int_1^L \frac{dx^2}{|x_1-x|} \frac{d^2R^2}{dx^2} dx_1 + \frac{1}{2} \frac{dR^2}{dx} \Big|_{x=L} = \sigma \quad (1)$$

$$M > 1: \frac{1}{4R^2} \left( \frac{dR^2}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{d^2R^2}{dx^2} \ln \frac{B^2 R^2}{4x^2} - \int_0^1 \frac{dx^2}{|x_1-x|} \frac{d^2R^2}{dx^2} dx_1 - \int_1^x \frac{dx^2}{|x_1-x|} \frac{d^2R^2}{dx^2} dx_1 = \sigma, \quad (2)$$

Asymptotic solutions of this problem are faced with the need to obtain solutions of a very complex structure: Figures (1).



**Fig. 1** Structure of a singular asymptotic solution for the shape of a slender axisymmetric cavity at low cavitation numbers

The solution to this problem in the case, for example, of a cone-shaped cavitator  $r = \varepsilon x$ , with small half-angles:  $\varepsilon \rightarrow 0$ , includes two main parts: First, within the framework of the structure of Fig.1a, a solution is sought for the front section of the cavity at zero cavitation number  $\sigma = 0$ . This solution consists of an internal solution in region 1, near the cavitator, in the form of a series in  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Then an external solution is found for the far region (3), suitable at large distances. For  $M < 1$  this is known asymptotic of the jets at infinity. The common part of these solutions in region (2), where they coincide, is determined. And on this basis, a uniformly suitable solution is constructed for the shape of the infinite cavity. Similarly, an asymptotic solution for the shape of the cavity as a whole is sought: Fig 2b. In this case, the uniformly suitable solution for an infinite cavity is adopted as an internal solution. The external solution is sought for  $\sigma \rightarrow 0$  by the cavity slenderness parameter  $\delta = 1/\lambda \rightarrow 0$ ,  $\lambda$  - the cavity elongation, for  $\delta/\varepsilon \rightarrow 0$ . Particularly difficult is the determination of refined expansions for  $M < 1$ , with the need to find the dependence Eq. 4b for  $M > 1$ :

$M < 1$ : a)

$$\frac{1}{4R^2} \left( \frac{dR^2}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{d^2R^2}{dx^2} \ln \frac{\beta^2 R^2}{4x^2} - \frac{1}{2x} \frac{dR^2}{dx} = 0$$

$$b) R^2 = \frac{K_d x}{(\ln x)^2} \left[ 1 - \frac{1}{4} \frac{\ln \ln x}{\ln x} + \frac{1}{2} \left( \frac{e\beta^2}{4} \right) \frac{1}{\ln x} \right] \quad (3)$$

$M > 1$ : a)

$$\frac{1}{4R^2} \left( \frac{dR^2}{dx} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{d^2R^2}{dx^2} \ln \frac{B^2 R^2}{4x^2} - \frac{1}{x} \frac{dR^2}{dx} = 0$$

$$b) R^2 = \frac{K_s x}{(\ln x)^2} \left[ 1 - \frac{9}{4} \frac{\ln \ln x}{\ln x} + \frac{3}{2} \left( \frac{B^2}{4} \right) \frac{1}{\ln x} \right] \quad (4)$$

Here, based on equations (1, 2), their variants Eq.3a, 4a are determined for the cavity shape in the internal regions: Fig. 1b. Solutions. 3a, 4a determine the dependencies for the cavity shape

at infinity 3b, 4b, but without determining the values of the quantities  $K_d$ . The values of these quantities in both cases are determined on the basis of merging the internal solutions for the cone  $r = \varepsilon x$ , and the external solutions 3b, 4b. For  $M < 1$ , this value is determined by a well-known formula  $K_d = 2\sqrt{c_x}$  depending on the cavitator resistance coefficient, suitable for cavitators of any shape. At  $M > 1$  this value  $K_s$  is determined by the dependence 5c, which allows us to further determine the shape and dimensions of the supersonic cavity and, in particular, the values of the cavity elongation (5b) and the largest radius of the cavity  $R_k$  (5d).

$$\begin{aligned}
 \text{a) } M < 1: \sigma &= \frac{1}{\lambda^2} \ln \frac{\lambda^2}{e\beta^2}, \quad \text{b) } M > 1: \sigma = \frac{1}{\lambda^2} \ln \frac{\lambda^2}{eB^2} \\
 \text{c) } M > 1: K_s &= 2\varepsilon \left( \ln \frac{1}{\varepsilon^2} \right)^{3/2} \left( 1 + \frac{3}{2} \ln \left( \left( \frac{2}{e} \right)^{1/3} \frac{2}{B^2} \right) \frac{1}{\ln 1/\varepsilon^2} \right) \\
 \text{d) } M > 1: \frac{R_k}{R_n} &= \frac{K_s \lambda}{2 \left( \ln \frac{1}{B^2 \delta^2} \right)^{3/2}} \left[ 1 - \frac{\frac{1}{2} + \ln 2}{\ln \frac{1}{B^2 \delta^2}} \right] \quad (5)
 \end{aligned}$$

The calculation results of the cavities shapes and their sizes based on asymptotic solutions, in comparison with the data of nonlinear numerical calculations, are presented in Fig.2, Fig.3:

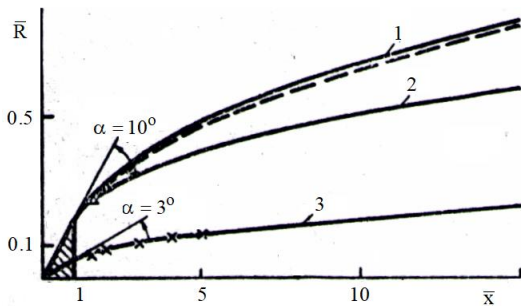


Fig. 2 Форма передний участка каверны за конусом при до и сверхзвуковом обтекании:

- asymptotic solution: 1,  $M = 0.9$ , 2,  $M = 1.1$
- - - numerical  $M = 0$  [2]
- asymptotic solution 3,  $M = 1.1$
- × × × numerical solution,  $M = 1.1$  [1]

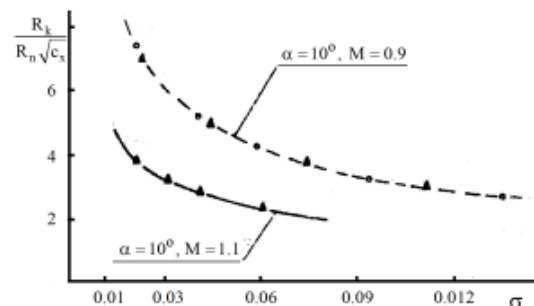


Fig.3 Оценка величин радиусов каверны за конусом при до и сверх звуковом обтекании

- - - ▲ ▲ ▲ asymptotic solution,  $M = 0.9$
- - - , ● ● ● numerical  $M = 0$  [2]
- asymptotic solution,  $M = 1.1$

**Conclusion:** The calculations, based on asymptotic solutions are confirmed by a number of known numerical solutions [1, 2, 4] and others. The shapes of the cavities at  $M < 1$ ,  $M > 1$ , and their elongations differ slightly. The shapes of the cavities are close to ellipsoidal. In doing so, the dimensions of the cavities at  $M > 1$  are occurred significantly smaller in comparison with the motion at  $M < 1$ . This leads greater energy losses when moving in water at supersonic speeds, especially with the shape of the cavitators close to the disk.

### References:

1. Ashley H., Lendahl M., Aerodynamics Wings and Bodies // Addison-Wessley Company, 360p.
2. Logvinovich G. V., Serebryakov V. (1975). On methods of calculation of the slender axisymmetric cavities shape. J. Hydromechanics, 32, Kyiv, 47-54.
3. Aleve G. A., Separated flow of circular cone by transonic flow of water // J. Proc. of AS USSR, MFG, 2, 1983, pp.152-154.
- 4 Vasin A. D.. Thin axisymmetric cavities in supersonic flow // News of FSU, MFG, pp.179-181.
5. Guzevsky L. G. Numerical analysis of cavitation flow [In Russian], Preprint No. 40-79 of CO AS USSR, Heat-Physics Institute, Novosibirsk (1979).
6. Serebryakov V. V. Asymptotic sollutions of the developed cavitation flows problems in the slender body approximation. // J. Hydromechanics - No.68, 1994, pp.62-74.
7. Zhihong Zhang, Qingchang Meng, Zhiyong Ding, Jiannong Gu Effect of compressibility on supercavitating flow around slender conical body moving at subsonic and supersonic speed // J. Ocean Engineering 109, (2015) pp. 489 – 494.

## **PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY AND NUMERICAL SIMULATION OF COMBINED FLOW CONTROL TECHNIQUES BY DIMPLES, BLOWING, SYNTHETIC JETS AND LEADING EDGE TUBERCLES**

Shkvar Ye.<sup>1,2</sup>, Kandume J.<sup>1</sup>, Islam M.<sup>1</sup>, Kryzhanovskyi A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Urban Rail Transit Intelligent Operation and Maintenance Technology & Equipment of Zhejiang Province, College of Engineering of the Zhejiang Normal University, Jinhua, China, shkvar.eugene@qq.com

<sup>2</sup>Institute of Hydromechanics of NASU, Kyiv, Ukraine, eush@ukr.net

The most effective and feasible methods for turbulent wall flows control over high-speed vehicles are considered, such as: blowing, macro-profiling (dimples) and leading edge tubercles. Particular attention is paid to such configurations as the flat streamlined surface and rectangular wing section (airfoil). Based on computational techniques and experimental Particle Image Velocimetry (PIV) approaches, various geometric and regime configurations of these methods, applied both separately and in various appropriate combinations, were studied, and the most effective solutions were proposed, for example, blowing and synthetic jet through the rear part of the curved dimple surface. For an integral assessment of the effectiveness of the applied methods of near-wall flows control, which is quite problematic due to the structured relief of the streamlined surface, experimental PIV measurements of the velocity distribution in the wake were made and a generalized modification of the Jones formula for taking into account the factor of mass transfer through the streamlined surface was proposed. Numerical modeling has assessed the effectiveness of several potentially attractive schemes for reducing secondary air consumption in the form of multi-sectional blowing through arrays of longitudinal or transverse permeable strips, including various combinations of uneven distribution of blowing intensity in comparison with uniformly distributed blowing over the entire area of the streamlined surface. The results obtained allow to improve the near-wall turbulence control efficiency under expected operating conditions and clearly demonstrate the usefulness of the numerical modeling as well as high-quality and highly informative PIV measurements of this very delicate and complex set of studied physical processes of turbulent flow dynamics.

## INTERNAL/INERTIAL WAVES TURBULENCE IN BOUNDED DOMAINS IN LABORATORY AND SIMULATIONS

Ilias Sibgatullin<sup>1</sup>, Philippe Fraunié<sup>2</sup>

<sup>1</sup>École Normal Supérieur de Lyon, Laboratoire de Physique (UMR CNRS 5672) France

<sup>2</sup>Mediterranean Institute of oceanography, Université de Toulon, France, [fraunie@univ-tln.fr](mailto:fraunie@univ-tln.fr)

In the depth of the ocean turbulent mixing can influence the underlying stratification, thereby altering the dynamics of internal and inertial waves; additionally, mixing can modify the stratification profile and in such a way change the properties of large-scale oceanic flows. In contrast to standard acoustic waves, internal waves in continuously stratified fluids possess unique characteristics that significantly change the scenarios leading to turbulence. Specifically, in areas with inclined boundaries, closed attracting trajectories may form, accumulating the majority of wave energy. Previous experimental and numerical studies have shown that cascades of triadic resonances could be responsible for triggering turbulence. In real ocean conditions, the ratio of the vertical motion with respect to the horizontal, which is accompanied by the small ration of the forcing frequency to the buoyancy frequency. Here we consider an intermediate scales of large aspect ratio motion, but when direct action of buoyancy in momentum balance is still essential. Careful direct numerical simulations have indicated that, in such cases, the transition to wave turbulence may involve superharmonic cascades, followed by multiples of half the external forcing frequencies, and then by triadic resonances. These scenarios may culminate in inverse cascades and the emergence of low-dimensional dynamics in large-scale turbulent structures. The similar regimes are observed for inertial wave turbulence in case of periodic or torus domains, while for closed domains the standing wave modes with amphidromic points are dominant over traveling waves turbulence.

Regional ocean models have been downscaled to horizontal resolutions of up to a hundred meters and comparable vertical resolutions, allowing for the emergence and study of physical submesoscale coherent structures such as internal waves, Langmuir circulations, and Ekman instabilities. Initially considered at the grid scales, these features remained poorly resolved, prompting a revival of theoretical studies and observational efforts. Internal waves are essential also for atmosphere-ocean energy exchanges in climate models and for understanding the structure of the ocean's upper layer for biogeochemical purposes. Internal tides and waves are continuously observed via satellite SAR, and are currently monitored locally using gliders and high-resolution research cruises. Environmental considerations broaden the range of configurations studied, with wave and seabed interactions playing a significant role. In this work, we present an analysis of corresponding previous field observations of the ocean's upper layer and numerical simulations of these processes.

### References:

Aldebert C., Koenig G., Baklouti M., Fraunié P. and Devenon J.L. 2020. A fast and generic method to identify parameters in complex and embedded geophysical models: the example of turbulent closure in the ocean. *Journal of Advances in Lodeling Earth Systems*, 10.1029/2020 MS00245.

Bourras D. et al, Air-Sea Turbulent Fluxes from a Wave-following Platform during six Experiments at Sea, 2019 *J. Geophys. Res.* 124,6, 4290-4321.

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.

Brouzet C., Sibgatullin I. N., Socolan H., Ermanyuk E. V., Dauxois T., Internal wave attractors examined using laboratory experiments and 3D numerical simulations, *Journal of Fluid Mechanics*, 793, 109-131, 2016.

Ilias Sibgatullin, Alexandr Petrov, Xiulin Xu, and Leo Maas. On (n,1) wave attractors: Coordinates and saturation time. *Symmetry*, 14(2):319, 2022, <https://doi.org/10.3390/sym14020319>

## NUMERICAL MODELING OF THE MASS TRANSFER PROCESSES IN THE BIOFILM AT WASTE WATER TREATMENT IN THE BIOREACTORS

<sup>1</sup>Telyma S.V., <sup>2</sup>Diatel O.O.

<sup>1</sup>Institute of Hydromechanics of NAS of Ukraine, Kyiv, [sertelyma@gmail.com](mailto:sertelyma@gmail.com)

<sup>2</sup>State Ecological Academy of Postgraduate Education and Management, Kyiv, [alexandr\\_dyatel@ukr.net](mailto:alexandr_dyatel@ukr.net)

In thesis to report the main results of numerical modeling of removing of the different origin pollutants at the waste water treatment in bioreactors on the basis of biofilm technologies are presented. Proposed problem is actual and in the last years the new methods of waste waters treatment with using of the modern biotechnologies have been developed in many countries [1-4]. At same time the efficiency of wastewaters removal in bioreactors by biological methods may be significantly increased if together with the suspended biocenosis (active sludge) an additional constructions of the fixed biocenosis with a high concentration of microorganisms (biofilm) is provided in the volume of the aeration tank. As a rule on the practice exploitation of bioreactors the active parts of the biofilm were assumed to be homogeneous and in such cases the parameters that mainly determine the efficiency of removal of pollutants were assumed to be constant across the thickness of the biofilm [1, 2]. However in real conditions according to the conducted experimental studies the biofilm has the heterogeneous-stratified structure with variable main parameters along its thickness. Since the parameter  $X_L$  which characterized the density of microorganisms in biofilm depends on the concentration of pollutants (substrate) the concentration of which decreases along the thickness of the biofilm during its mass transfer by diffusion and therefore the concentration  $X_L$  and the diffusion parameter in the biofilm  $D_L$  are the main factors that influence on the effectiveness of waste water treatment.

Under such accepted conditions the well-known equation that describes the disposal of organic pollutants with a single limiting substrate in steady-state conditions for heterogeneous biofilm has the following form:

$$D_L(z) \frac{d^2 L}{dz^2} + D_{L1} \frac{dL}{dz} - \frac{\mu_{\max} X_L}{Y} \cdot \frac{L}{K_{mL} + L} = 0. \quad (1)$$

This balance equation describes the speed of substrate utilization under the conditions of nonlinear Mono reaction kinetics. The notations of the accepted values in equation (1) are given in particular in works [2, 3].

In the proposed mathematical model of the stratified biofilm according to the conducted analysis the following position is accepted [3, 4]:

the relationship between the effective diffusion coefficient  $D_L$  and biofilm density  $X_L$

$$\frac{D_L}{D_w} = 1 - \frac{0.43 \cdot X_L^{0.92}}{11.19 + 0.27 \cdot X_L^{0.99}} \quad (2)$$

Note that under the conditions of the adopted and implemented model pollutants enter to the biofilm from the bioreactor through the boundary layer (liquid film).

After some transformations the main equation for further solution and analysis will have the following form:

$$\frac{d^2 \bar{L}}{d\bar{z}} + \frac{1}{\bar{z} + \psi} \frac{d\bar{L}}{d\bar{z}} - \Phi^2 F(\bar{z}) \frac{\bar{L}}{K_m + \bar{L}} = 0 \quad (3)$$

where  $F(\bar{z}) = \frac{\bar{X}_L}{D_L}$  and the Tile module  $\Phi$  is determined by the formula:

$$\Phi = \sqrt{\frac{\mu_{\max} X_{Lcp} \delta^2}{Y L_a D_w}} \quad (4)$$



Equation (3) is solved under the next boundary conditions:

$$\text{at } \bar{z} = 0 \quad \frac{d\bar{L}}{d\bar{z}} = -\beta_L(1 - \bar{L}), \text{ at } \bar{z} = 1 \quad \frac{d\bar{L}}{d\bar{z}} = 0, \quad \beta_L = K \frac{K_L}{D_w} \delta = \frac{K_L}{D_{L0}} \delta \quad (5)$$

As a result of the numerical solution of equation (3) calculation graphs for determining the concentrations on the outer surface of the biofilm were constructed  $L_z = L_{\delta 0}(z = 0)$  and on the inner surface of the biofilm  $L_z = L_{\delta 1}(z = \delta)$  as well as graphs for determining the change in concentrations  $L_z$  along the thickness of the biofilm  $z$  (Fig.1). The results of the calculations shown in the graphs are obtained for various accepted and sufficiently justified characteristics  $\beta_L, \Phi, \alpha_L, \psi$ . Thus when determining the parameter of contamination transfer by a liquid film

$\beta_L$  is taken according to equation (5),  $\Phi^2 = 1,25\alpha_L, \alpha_L = \frac{\mu_{\max} X_{Lcp} \delta^2}{\psi D_{L0} L_a}$  at different values of the

parameter  $\psi = \frac{D_{L0}}{D_{L1}}$

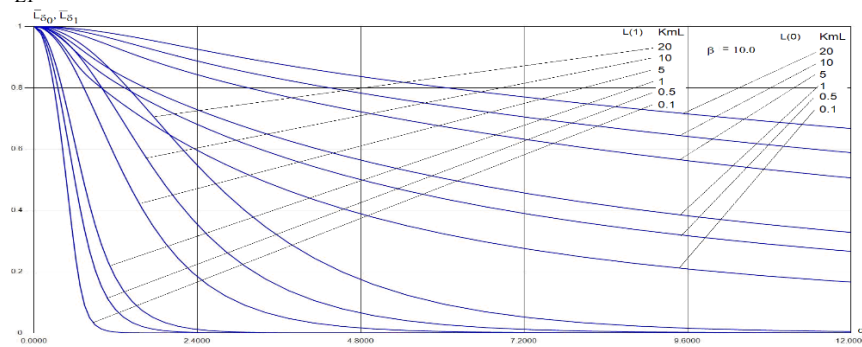


Fig.1. Graphs for determination of the concentrations on the outside and inner surfaces

biofilm at  $\beta_L = 5.2$  and  $\psi = 3.0$  and at the different values of  $\bar{K}_{mL} = \frac{K_{mL}}{L_a}$ .

The obtained graphs may be used for various equations of kinetic reactions adopted in waste water treatment models in particular zero and first order in a wide range of parameter changes at  $\bar{K}_{mL} = 0 \div 20$  the values of which determine the limits of various equations of kinetic reactions. In general the analysis of numerical modeling showed that the extraction of the substrate mainly occurs in the initial part of the biofilm which is approximately 20-25% of the total thickness of the biofilm  $\delta$ .

The implementation and use of the heterogeneous-stratified model of the biofilm structure allows to conduct a comparative analysis and evaluation of many studies on the removal of contaminants in the treatment process in a case of homogeneous biofilm thickness presented in many publications concerning the considered problem.

#### References:

1. Henze M.M, van Loostrecht M., Ekama G.A., Brdjanovic. (2008). *Biological Wastewater Treatment*. IWA Publishing. 511p.
2. Oliynyk O. Telyma S. Kalugin Yu. & Oliynyk E. (2021) *Substantiation of the calculation methods of the nitrogen removing (nitrification) in bioreactors with using of the biofilm models*. Ecological safety and natural resources. 2. P. 18-37 (in Ukrainian).
3. Mel'nick V., Vorobyova O., Ostapenko N. (2021). *Modernization of anaerobic bioreactor for waste water purification plant*. Bulletin of National Technical University "KhPI", Series: Energetic and Thermotechnics Processes and Equipment.No.3 (7). Doi:10.20998/2078-774X.2021.03.08 (in Ukrainian).
4. Oliynyk O. Telyma S. Kalugin Yu. & Oliynyk E. (2023) *Theoretical analysis of the waste water treatment processes from organic pollutants by stratified biofilm*. Dopov. nac. academ. nauk. Ukr. No.5. P.3-8. <http://doi.org/10.15407/dopovidi.2023.05.803>(in Ukrainian).

## NUMERICAL SIMULATION OF UNSTEADY DETONATION WAVE FORMATION IN A PROFILED CHANNEL

Voropaiev Gennadii, Zagumennyi Yaroslav  
Institute of Hydromechanics of the NAS of Ukraine, Kyiv, voropaiev.gena@gmail.com

The rapid combustion phenomenon (explosion), described more than two centuries ago by chemists and called detonation, has been studied quite thoroughly by now. For more than a century, there has been a gas-dynamic model for this process postulated by Chapman and Jouguet in the form of a detonation wave, constructed by analogy with the shock wave model, which actually generalizes the Hugoniot shock adiabat. This model made it possible to relate the gas-thermodynamic characteristics of gaseous media behind the detonation wave front to the parameters of the medium before the front when specified the heat release in its front. In the middle of the last century, with the development of rocket science and jet aircraft, a gas-dynamic detonation model was theoretically substantiated and developed, called ZND model after names of its creators (Ya.B. Zeldovich, J. von Neumann, W. Döring), which included the chemical kinetics of combustion products dissociation and made it possible to determine the energy efficiency of detonative combustion and the detonation front thickness.

However, in fact the 1-D stationary model for the detonation front does not allow modeling a huge number of variants of generation and development of the detonation front, its stability and, naturally, description of detonation processes in limited volumes. Back to the idea of using pulse detonation technologies, modeling of the deflagration-to-detonation transition in limited volumes and the generation of pulsed thrust have become especially relevant. Recently, a number of semi-empirical models have been proposed, which are based on the transfer equations for the state parameters of both homogeneous and heterogeneous multiphase media, actually postulating the combustion rate and the deflagration-to-detonation transition [1–3].

This report presents the results of modeling the thermodynamic cycle of an axisymmetric pulse detonation engine consisting of two connected volumes filled with a homogeneous combustion mixture, including, a prechamber, where the ignited combustible mixture forms a shock wave, and a nozzle part, where the shock wave ignites the combustible mixture and transforms into a detonation wave. The unsteady system of Navier-Stokes equations for compressible heat-conducting gas is solved, and the combustion process is modeled by the transport equation for the reaction progress variable  $b(x_i, t)$  which can be interpreted as the density-weighted probability of encountering burned mixture at a particular instance of space and time [1]:

$$\frac{\partial(\rho b)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j b)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_e \frac{\partial b}{\partial x_j} \right) + \omega_f + \omega_d,$$

where reaction progress variable  $b=1$  corresponds to an unburned mixture,  $b=0$  to a completely burned mixture, respectively. The source terms  $\omega_f$  and  $\omega_b$  actually describe deflagration and detonation speeds of propagation of the boundary between the burnt and unburnt mixture, respectively. The transport equation for the reaction progress variable, together with the compressible RANS equations, the  $k$ - $\varepsilon$  closure turbulence model, and proper boundary and initial conditions, are numerically solved using XiFoam solver of the OpenFOAM package [4].

Fig. 1 demonstrates the features of the detonation wave generation process in the mixing chamber for two different values of its radius. It is shown that the time of detonation wave generation in the mixing chamber is proportional to its length-to-radius ratio. At the same time, the speed of detonation front propagation is practically independent of this parameter and is about 2500 m/s for the stoichiometric propane-oxygen mixture.

However, the detonation wave formation process, when initiating a mixture on the wall of an axisymmetric channel with a large diameter, has a fundamentally 3-D character (Fig.2). When a shock wave is reflected from the axis, an intense diverging shock wave arises, propagating both along the burnt and unburnt mixture, at some distance ahead of the detonation wave. This demonstrates either instability of the detonation wave or incorrectness of the ignition delay time modeling in the region of the channel axis. At subsequent time instants, the detonation front catches up with the shock front and becomes practically uniform in the channel cross-section, but the low-pressure zone on the channel axis practically stops the burnt mixture, significantly reducing the impulse of the burnt mixture involved in the detonation wave.

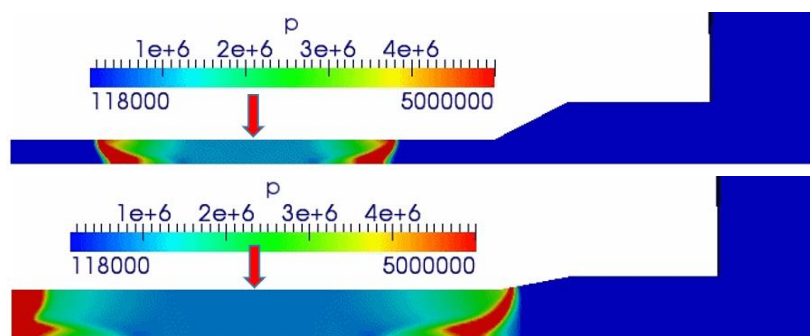


Fig. 1. Instantaneous pressure distribution in the mixing chamber during the process of detonation wave generation for its length,  $L=128$  mm, and two values of its radius,  $R=7$  mm and  $R=14$  mm.

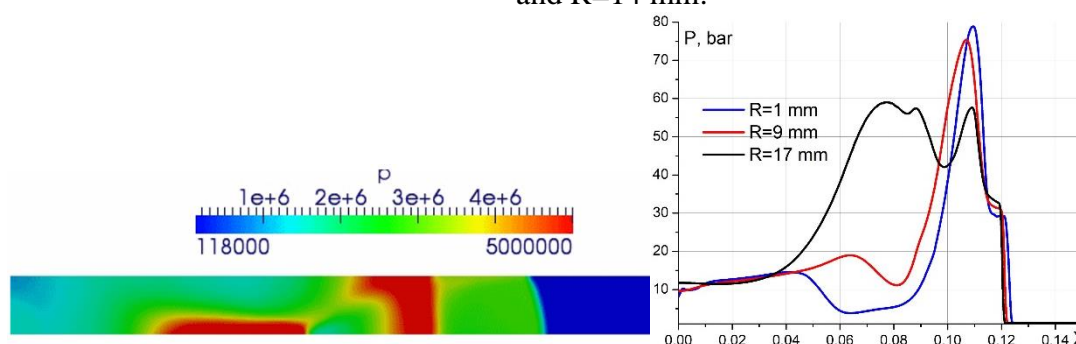


Fig. 2. Instantaneous pressure field in a cylindrical channel ( $L=150$  mm,  $R=18$  mm) and the corresponding pressure distributions at different radial distances after the detonation wave reflection from the axis.

Thus, the applied model adequately describes the gas-thermodynamic processes at the stages of laminar-turbulent combustion and deflagration-to-detonation transition for the tested case of igniting a stoichiometric propane-oxygen mixture. When oblique fronts occur, the model must be modified by introducing conditions for curvature of the detonation front, as that for the flame front.

#### References.

1. Ettner, F., Vollmer, K. G., Sattelmayer, T. (2014) Numerical simulation of the deflagration-to-detonation transition in inhomogeneous mixtures. *Journal of Combustion*, 2014, Article ID 686347. <http://dx.doi.org/10.1155/2014/686347>
2. Kutkan, H., Guerrero, J. (2021) Turbulent premixed flame modeling using the algebraic flame surface wrinkling model: a comparative study between OpenFOAM and Ansys Fluent. *Fluids*, 6(12), 462. <https://doi.org/10.3390/fluids6120462>
3. Santos, G.H., Dourado, W. (2015) Numerical study of the b- $\Xi$  flame wrinkling combustion model in oracles test rig. *J. Aerosp. Technol. Manag.*, 7(4), 10 pp.
4. OpenFOAM, "User guide, version 2.1.1," 2012. <http://www.openfoam.org>

## DEVELOPMENT OF ENERGY-EFFICIENT FLOW CONTROL AND ITS ENGINEERING REALIZATIONS

Yurchenko Nina F.

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

The developed concept of energy-efficient flow control is based on smart lateral flow scaling. The idea of this approach arose from multidisciplinary studies in biology and fluid dynamics. Numerous publications proved the functional skin structure arrangement of fast marine swimmers like dolphins and sharks 1. E.g. well-known drag-reducing riblets are the direct consequence of laterally-regular ribbed structure formed by highly organized skin layer formed by keels of shark scales 2.

Further development of the evolution-produced engineering solution took place in attempts to control separated flows. It happened simultaneously with a search for optimal instrumentation development for airflows. Having started from the spanwise arrays of mechanical vortex generators (passive control), we tested arrays of the so-called "thermal riblets" (active control) and finally, arrays of pointwise discharges in linear arrays of plasma actuators (active and possibly remote flow control) 3. The latter is found to be most versatile and efficient due to the number of control parameters such as pulse duration and repetition rate, the distance between the neighboring actuators (space scale of generated disturbances), and the downstream plasma array location. In addition, the method enables to maintain the surface smooth not deteriorating its initial shape.

Aerodynamic coefficients measured in the specified wind tunnel 4 are discussed for the circular cylinder and the 12.5% airfoil model at various angles of attack. The models were controlled by the spanwise arrays of pulsating plasma discharges under varying control parameters.

It was found for a circular cylinder in a crossflow that spanwise arrays of mechanical and plasma vortex-generators can result in aerodynamic performance improvement for azimuthal array locations,  $\theta < 40^\circ$ ; (20-27.5% drag reduction and lift generated up to  $C_L=0.6$ ); pulsating multi-discharge arrays influence the flow in a wider range of  $\theta$  compared to mechanical vortex-generators.

Supercritical airfoil controlled by the spanwise multi-discharge array showed lift increase,  $\Delta C_{Lmax} \approx 0.1$  (8%) and stall angle increase by  $\sim 1.5^\circ-3.5^\circ$  together with the drag reduction by  $\sim 7\%$  in the pre- and post-stall regions.

The same flow-control strategic approach based on plasma array application was recently tested by University of Illinois researchers, USA. They used similar high-voltage spark plasma actuators to produce a strong vortical structure. In UAV flight tests, they showed an increase in the maximum lift capability and a possibility to reduce aircraft aerodynamic drag 5.

### Acknowledgments

This material is based upon work supported by the European Office of Aerospace Research and Development, AFOSR, AFRL under the CRDF GAP grant # UKE2-1518-KV-07.

The author acknowledges with thankfulness the contributions of Drs. Pavlo Vynogradsky (IHM NASU) and Vyacheslav Boretsky (Radiophysics Dep., Kyiv National Taras Shevchenko University) and his team for highly professional development of the plasma generation system according to the formulated aerodynamic requirements, Drs. Mark Maurice and Julian Tishkoff for their permanent supportive interest, motivating and encouraging discussions.

**References:**

1. Yuanrui Li, Huachao Mao, Pan Hu et al, Bioinspired Surfaces: Bioinspired Functional Surfaces Enabled by Multiscale Stereolithography. *Advanced Materials Technologies*, DOI: 10.1002/admt.201970030, No. 5, 2019.
2. Walsh M. Turbulent boundary layer drag reduction using riblets. *20th Aerospace Sciences Meeting*, p. 169, 1982.
3. 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.
4. N. Yurchenko, P.Vynogradsky, K.Kuzmenko. Flow response to multi-spark and multi-jet flow actuation, *AIAA Paper 2016-1819*, 8 pp., 2016.
5. Himavath Jois, Alan S. Hong, Phillip J. Ansell. High-Lift Aerodynamics of Integrated Distributed Propulsion Systems with Thrust Vectoring. *Journal of Aircraft*, 2024.