

ІНСТИТУТ ГІДРОМЕХАНІКИ  
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Малюга Володимир Сергійович

УДК 532.5; 533.6

НЕСТАЦІОНАРНІ ЗАДАЧІ ОБТІКАННЯ З  
УРАХУВАННЯМ ЕФЕКТІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ  
ЗВУКУ

01.02.05 – Механіка рідини, газу та плазми

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня

доктора фізико-математичних наук

Київ-2018

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті гідромеханіки НАН України, м.Київ.

Науковий консультант: **Вовк Ігор Володимирович**, доктор фізико-математичних наук, професор, провідний науковий співробітник відділу гідродинамічної акустики (Інститут гідромеханіки НАН України)

Офіційні опоненти: **Довгий Станіслав Олексійович**, доктор фізико-математичних наук, професор, член-кореспондент НАНУ, завідувач відділу фізичного і математичного моделювання (Інституту телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України)

**Гуржій Олександр Андрійович**, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, професор кафедри автоматизації проектування енергетичних процесів і систем (Національний технічний університет України «КПІ» ім. І. Сікорського)

**Мадерич Володимир Станіславович**, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач відділу моделювання морських та річкових систем (Інститут проблем математичних машин і систем НАН України)

Захист відбудеться “1” березня 2018 р. о 10.00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.196.01 в Інституті гідромеханіки НАН України за адресою: 03057, м.Київ-57, вул. Желябова, 8/4.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці та на офіційному сайті Інституту гідромеханіки НАН України.

Автореферат розіслано “31” січня 2018 р.

Вчений секретар спеціалізованої  
вченої ради Д 26.196.01  
доктор технічних наук, професор

С.І.Кріль

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Останніми роками спостерігається зростання числа наукових робіт, присвячених дослідженню механізмів генерації звуку різними течіями. Такий високий інтерес світової наукової спільноти до цієї теми обумовлений в першу чергу колосальною фізичною змістовністю процесів виникнення звуку, які на даний момент повністю не досліджені, а також численними технічними застосуваннями. Упродовж останніх десятиліть аерогідроакустика стала важливим розділом науки і знайшла масу застосувань в індустрії. Стандарти людського життя, які постійно зростають, вимагають розробки безшумних машин. Тому аероакустика знаходить своє застосування в авіакосмічній промисловості. В першу чергу є важливими питання зниження звуків літаків під час зльотів і посадки. Це, перш за все, звуки літакових двигунів і відсіків шасі. Також мають велике значення питання зниження генерації шумів вітровими турбінами. Це питання стає все більш важливим сьогодні, коли вітрова енергетика розвивається семимильними кроками. На жаль, потужності доступних сьогодні комп'ютерів недостатні для того, щоб проводити повномасштабне чисельне моделювання вітрової турбіни. Тому дослідження концентрують увагу на визначенні і аналізі найбільш суттєвих джерел звуку, чисельно моделюючи процес обтікання лопатки. Також до актуальних прикладних задач аерогідроакустики відноситься зниження шумів примежового шару на підводних човнах, зниження шумів ракетних двигунів і багато інших.

В останній час почали також розвиватись методи діагностики захворювань на основі шумів, що виникають у бронхіальному дереві і кровоносних судинах. Зокрема, в Інституті гідромеханіки НАН України проводилася розробка методів контролю шумів дихання і діагностики захворювання за результатами вимірів. Після проведення ряду експериментів виникла необхідність провести чисельне моделювання процесів генерації звуку в каналах із стенозами і детально описати механізми генерації таких шумів і тональних звуків.

Причини, з яких проблеми генерації звуку ще й сьогодні представляють собою клас досить складних задач і не є досконало розв'язаними і ретельно описаними, полягає в ряді технологічних ускладнень, які виникають при чисельному розв'язанні проблеми. Можна виділити два основних підходи до розв'язання задач генерації звуку: прямі методи і гібридні методи. При використанні прямих методів розв'язується загальна задача про рух стисливого середовища. Характеристики акустичного поля отримують безпосередньо з чисельного розв'язку задачі про рух стисливого середовища. Такий підхід має наступні недоліки:

1) високі вимоги до потужності комп'ютерів. Із зростанням числа Рейнольдса вимога до потужності комп'ютера росте як  $Re^3$ . На сьогоднішньому рівні розвитку комп'ютерної техніки цей факт сильно обмежує можливості застосування прямих методів в тривимірних задачах при великих числах Рейнольдса.

2) проблема різних масштабів. По-перше, акустичні збурення малі порівняно зі значеннями гідродинамічних величин. По-друге, при малих числах Маха швидкість руху середовища набагато менша швидкості поширення звуку.

Гібридні методи зводяться до розщеплення задачі на дві окремі проблеми: генерація звуку і поширення звуку. Спочатку розв'язується гідродинамічна задача і описуються коливальні процеси, які і генерують звукове поле. Для цього використовуються класичні методи обчислювальної гідромеханіки. Після ідентифікації джерел звуку в гідродинамічно активній зоні, можна переходити до другого етапу – опису поширення звукових хвиль в дальньому полі.

Впродовж останніх десятиліть обчислювальна гідромеханіка (CFD) особливо активно розвивається. З появою і розвитком кластерних суперкомп'ютерів і технологій паралельного програмування CFD методи починають грати все більш важливу роль в прикладних задачах, що мають конкретні застосування в індустрії. Проте, далеко не всі методи CFD можуть бути корисні в класі задач, який ми розглядаємо. Наприклад, в обчислювальній гідромеханіці при описанні турбулентних течій часто розв'язують осереднені по Рейнольдсу рівняння Нав'є-Стокса (RANS), які не залежать від часу. А задачі про генерацію звуку потоками мають справу з полями, які обов'язково залежать від часу. Щоб виник звук, необхідно, щоб потік змінювався у часі. Ось чому в задачах про генерацію звуку виникає необхідність застосовувати складніші методи, що дозволяють отримувати інформацію не лише про осереднені характеристики полів, але і досліджувати процеси еволюції і періодичних рухів великих вихорів. Метод, який найкращим чином підходить для розв'язування в даній роботі задач, який дозволяє розраховувати великомасштабні флуктуації, що дають найбільший вклад в акустичне поле, це метод LES (метод великих вихорів). Хоча технологія LES вимагає залучення великих комп'ютерних потужностей і на даний момент вона все ще не є технічно доступною і популярною серед багатьох дослідників, проте поява і розвиток в останні десятиліття потужних кластерних суперкомп'ютерів, а також розвиток технології розпаралелювання комп'ютерних програм робить методи LES набагато доступнішими. В усякому разі наші дослідження показують, що потужностей наявного на даний момент у розпорядженні Національної академії наук кластерного суперкомп'ютера Скит цілком достатньо, щоб розраховувати за технологією LES тривимірні течії. Крім того, технологія LES є дуже перспективною на найближчі десятиліття. Який би величезний крок вперед не зробили розробники сучасних суперкомп'ютерів, розрахунки складних тривимірних турбулентних течій прямими методами DNS поки мають дуже туманні перспективи. Хоча технологія DNS успішно застосовується для досить простих двовимірних течій.

Таким чином, актуальність теми полягає у тому, що і в наші дні триває розробка нових методів і модернізація вже існуючих методів розрахунку задач про генерацію звуку потоками.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Робота проводилась у рамках бюджетних тем та наукових проектів, що виконуються в Інституті гідромеханіки НАН України: "Дослідження можливостей застосування кавітації для зниження опору при русі у воді". Проект N P519. Термін виконання: 2011–2012 р. "Дослідження механізмів генерації і розробка методів аналізу звукових полів, що породжуються взаємодією рідини з деформівними структурами". Номер держреєстрації: 0114U000070. Термін виконання: 2014–2017 р. Договір №

198-16 від 01.03.2016 на виконання НДР "Розробка методики оцінки акустичних навантажень на прилади СК верхньої ступені при старті РКП" між Інститутом гідромеханіки НАН України та ДП "КБ "Південне імені М.Я.Янгеля". Договір № 124-17 від 01.02.2017 на виконання НДР "Разработка полуэмпирической методики оценки акустических нагрузок при старте РКН с учётом особенностей конструкции газохода" між Інститутом гідромеханіки НАН України та ДП "КБ "Південне імені М.Я.Янгеля". Договір № 570-17 від 01.08.2017 на виконання НДР "Разработка методики и программ расчета акустических нагрузок, действующих на РКН при старте вследствие дополнительных возмущений от взаимодействия реактивной струи с ПУ" між Інститутом гідромеханіки НАН України та ДП "КБ "Південне імені М.Я.Янгеля".

**Мета дослідження** – вивчення процесів виникнення стійких автоколивань при взаємодії потоку з твердими тілами і випромінювання звуку. Розробка математичних моделей і методів, що дають можливість кількісної оцінки енергетичних та просторових характеристик звукових полів, що виникають при обтіканні потоком твердих перешкод різних форм. Розробка методів описання вихрових джерел звуку в зовнішніх потоках та у внутрішніх потоках в каналах складної геометрії. Розробка техніки розрахунку звукових полів, що базується на сучасних підходах комп'ютерної механіки рідини і дає можливість проводити чисельні розрахунки на кластерних суперкомп'ютерах. Застосування побудованих алгоритмів до ряду задач про генерацію звукового поля при обтікання твердих тіл потоком. Зокрема, до тривимірної задачі про генерацію звука при обтікання сфери в широкому діапазоні числа Рейнольдса, а також до задачі про генерацію звука потоком в каналі зі стенозами. Детальне описання характеристик звукових полів в цих задачах.

**Об'єктом дослідження** є процес виникнення автоколивань рідини і звукового поля при натіканні потоку на жорстке тіло.

**Предмет дослідження** – закономірності виникнення автоколивань в потоці, гідродинамічних каналів зворотних зв'язків і звукових полів при натіканні потоку на тверде тіло.

**Методи досліджень.** У даній роботі ми будемо наступний алгоритм розв'язання поставлених задач, який належить до числа гібридних методів, детально описаних вище. Гібридні методи дозволяють розкласти задачу про генерацію звуку потоком на два етапи. На першому етапі при чисельному моделюванні течій ми використовуємо техніку DNS для двовимірних течій. Необхідна точність розрахунків в розглянутому діапазоні чисел Рейнольдса досягається шляхом покращення розрахункової сітки. У разі ж тривимірних течій методи DNS використовувались тільки у ламінарних режимах течії. При турбулентних режимах була використана техніка LES. Справа у тому, що тривимірні течії є на порядок більш вимогливими до комп'ютерних потужностей, а, отже, досягти бажаної точності чисельного моделювання шляхом збільшення числа вузлів розрахункової сітки неможливо. Обчислення проводились на кластерному суперкомп'ютері Скіт Інституту кібернетики НАН України. Для розпаралелювання обчислень використовувалась технологія MPI. Розпаралелювання проводилось за принципом геометричного паралелізму. Тобто, уся розрахункова область розбивалась на деяку

кількість підобластей. Обчислення в кожній підобласті проводилися на окремому обчислювальному ядрі. Обмін між обчислювальними ядрами значеннями матриць на інтерфейсах проводився за технологією MPI. При проведенні чисельних розрахунків використовувались обчислювальні процедури тулбокса з відкритим кодом OpenFOAM. На другому етапі побудованого нами гібридного методу розв'язувались акустичні задачі. При розв'язанні акустичних задач будувались аналітичні розв'язки. У даній роботі ми розглядаємо течії у присутності твердих тіл. Тому домінуючим буде дипольний звук, що виникає при взаємодії вихорів з твердою поверхнею тіл, що обтікаються. З цієї причини на другому етапі побудованого нами гібридного методу ми формулюємо граничну умову для акустичних полів на поверхні твердого тіла, що обтікається. А далі будуємо аналітичний розв'язок відповідних граничних задач для хвильового рівняння.

### **Наукова новизна отриманих результатів.**

1. Побудовано алгоритм чисельного моделювання випромінювання звуку течією, що дозволяє паралельні розрахунки на кластерних суперкомп'ютерах. Цей алгоритм належить до класу гібридних методів. На першому етапі при описанні гідродинаміки течії застосовується техніка DNS або LES.

2. Досліджено та ретельно описано закономірності виникнення автоколивань в потоках, що натікають на тверді перешкоди. Досліджено механізми перехідних процесів, що запускають автоколивання в потоці, які і породжують звук. Зокрема досліджено гідродинамічні канали зворотних зв'язків, що виникають в потоці і є необхідними для виникнення автоколивань.

3. Розраховано звукові поля, що виникають при натіканні потоку на тверде тіло. Описано характеристики звукових полів в ряді задач. Зокрема, розраховані звукові хвилі, що виникають і розповсюджуються в хвилеводі за наявності стенозів.

**Достовірність результатів** дисертації забезпечується використанням загальноприйнятих моделей рідин; коректною постановкою граничних задач; застосуванням надійних аналітичних методів для розв'язку задач; контрольованою точністю чисельних обчислень; узгодженістю отриманих в роботі чисельних результатів з експериментальними та розрахунковими результатами, опублікованими іншими авторами.

### **Практичне значення отриманих результатів** полягає в наступному.

1. В роботі побудовано складний обчислювальний алгоритм, який дає можливість чисельно моделювати динаміку процесу перетворення енергії потоку в звукову енергію. Чисельне моделювання проводилось на кластерному суперкомп'ютері Скіт, розташованому в Інституті кібернетики НАН України. Розв'язані нами задачі про генерацію звуку при обтіканні твердих перешкод доводять, що обчислювальних потужностей суперкомп'ютера Скіт, доступних для науковців НАН України, цілком достатньо для проведення чисельного моделювання складних тривимірних течій при помірно високих значеннях числа Рейнольдса (в розглянутих нами задачах  $Re = 10^4$ ). Розроблені в дисертаційній роботі алгоритми використовувались в наукових проектах Інституту гідромеханіки НАН України, в яких автор брав участь.

2. В роботі детально описуються закономірності і механізми виникнення автоколивань під час перехідних процесів. Розраховуються гідродинамічні канали зворотних зв'язків, які запускають автоколювання. Отримані результати значно розширюють наше розуміння фізичних процесів, що протікають при збудженні автоколивань в таких аерогідроакустичних системах.

3. Протягом останніх років в Інституті гідромеханіки НАН України проводилась розробка методів контролю шумів дихання і діагностики захворювання за результатами вимірів. Після проведення ряду експериментів виникла необхідність провести чисельне моделювання процесів генерації звуку в каналах зі стенозами і детально описати механізми генерації таких шумів і тональних звуків. В дисертаційній роботі показано, що при досить високих значеннях числа Рейнольдса у міжстенозній області такої течії відбувається самозбудження автомоделних коливань середовища, які являються джерелом звукових коливань в каналі. Показано, що звукові поля в каналі вище стенозів і нижче стенозів радикально відрізняються. Показано механізми генерації звукового поля в такій течії. Отримані в роботі результати дають нам більш глибоке розуміння процесів, які відбуваються в бронхіальному дереві і кровноносних судинах людини при наявності стенозів.

**Особистий внесок здобувача.** Здобувач повністю розробив чисельно-аналітичні алгоритми, які використовувались при розв'язанні задачі, провів всі етапи чисельного моделювання, включаючи виконання чисельних розрахунків на кластерному суперкомп'ютері Скіт в Інституті кібернетики НАН України. Здобувач також брав активну участь у постановці задач, обговоренні отриманих результатів та підготовці наукових публікацій і презентацій на наукових конференціях. Теоретичні та практичні результати дисертації отримані здобувачем особисто, що відображено в шести самостійних працях без співавторів. У працях, опублікованих разом з д.ф.-м.н. професором В.Т.Вовком, академіком НАН України В.Т.Грінченком, а також іншими співавторами, співавторам належить задум у проведенні досліджень, участь в обговоренні постановки задачі, а також участь в обговоренні отриманих результатів.

**Апробація результатів дисертації.** Результати дисертаційної роботи представлялись на міжнародних та відчизняних наукових конференціях, симпозіумах, семінарах. Зокрема на:

- IUTAM Symposium "Tubes, Sheets and Singularities in Fluid Dynamics". 2–7 September 2001. Zakopane, Poland
- International Petrovskii Centenary Conference "Differential equations and related topics". 22-27 May 2001. Moscow. Russian Federation.
- First Nereis Park conference. "Bioturbation: The Ever Changing Seafloor". 7-9 November 2004. Carry-Le-Rouet. Bouches-du-Rhone. France
- ASLO Summer Meeting. "A pilgrimage through global aquatic sciences". 19-24 June 2005. Santiago de Compostela. Spain.
- "Консонанс-2009". Акустичний симпозіум. Інститут гідромеханіки НАН України. 29 вересня – 1 жовтня 2009 року. Київ.

- Науково-практична конференція "Комп'ютерна гідромеханіка". Інститут гідромеханіки НАН України. 29 – 30 вересня 2010 року. Київ
- "Консонанс-2011". Акустичний симпозиум. Інститут гідромеханіки НАН України. 27 – 29 вересня 2011 року. Київ.
- Науково-практична конференція "Комп'ютерна гідромеханіка". Інститут гідромеханіки НАН України. 29 – 30 вересня 2012 року. Київ
- "Консонанс-2013". Акустичний симпозиум. Інститут гідромеханіки НАН України. 1 – 2 жовтня 2013 року. Київ.
- II Міжнародна наукова конференція "Сучасні проблеми механіки". Київський національний університет ім. Т.Шевченка. 28–30 серпня 2013 року. Київ.
- III Міжнародна наукова конференція "Сучасні проблеми механіки". Київський національний університет ім. Т.Шевченка. 27–29 серпня 2015 року. Київ (дві презентації).
- Науково-практична конференція "Комп'ютерна гідромеханіка". Інститут гідромеханіки НАН України. 29 – 30 вересня 2016 року. Київ
- Республіканський семінар з гідромеханіки, під керівництвом академіка НАН України В.Т.Грінченка. Інст-т гідромеханіки НАН України. 12.10.2017. Київ

Крім того, результати роботи, пов'язані з методикою розрахунків, неодноразово доповідались на семінарах Інституту екології Нідерландів, що входить до структури Королівської академії мистецтв і наук Нідерландів, де автор працював протягом двох років. У завершеному вигляді дисертація доповідалась і обговорювалась на Республіканському семінарі з гідромеханіки, який проводиться в Інституті гідромеханіки НАН України під керівництвом академіка НАН України В.Т.Грінченка. Робота здобула позитивну оцінку.

**Публікації.** Результати роботи опубліковані у 31 науковій праці. З них 28 робіт опубліковані у фахових відчизняних та зарубіжних виданнях, 3 роботи – у збірках праць наукових конференцій. З опублікованих робіт 13 індексовані у міжнародній наукометричній базі Scopus.

**Структура і обсяг дисертаційної роботи.** Дисертація складається з анотації українською та англійською мовами, вступу, восьми основних розділів, висновків, додатку, списку використаних джерел з 310 найменувань. Робота включає 266 сторінок основного тексту, 93 рисунки, 20 таблиць, усього 323 сторінки.

Автор висловлює щирі вдячність науковому консультантові доктору фізико-математичних наук, професору Ігорю Володимировичу Вовку за постійну увагу до роботи та корисні дискусії.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі розкрито сутність і стан наукової проблеми обґрунтовано важливість і актуальність теми дисертації, викладено мету роботи та сформульовано основні положення, що виносяться на захист, її практичне значення та наукова новизна. Також наведено дані щодо апробації та структури роботи.

У вступі також наведено змістовний огляд історії проблеми генерації звуку потоками рідини і газу, починаючи від перших суто емпіричних дослідів і до сьогоденних днів. Наукове вивчення еолових тонів, тобто звуків, що виникають при обтіканні потоком кругового циліндра, розпочинається з експериментальної роботи В. Струхаля (Strouhal) що з'явилася в 1878 році. Струхаль вивчав звуки, що виникають під час руху в повітрі довгого відрізка дроту кругового перерізу, і встановив, що безрозмірна величина  $St = fd/V$  в певному діапазоні швидкостей залишається сталою і рівною приблизно 0.19. Тут  $f$  – частота генерованого звуку,  $d$  - діаметр дроту,  $V$  - лінійна швидкість навколишнього потоку. Іншими словами, він встановив, що у визначеному діапазоні чисел Рейнольдса частота звуків, що виникають, буде пропорційна швидкості потоку, що набігає. Згодом величина  $St$  була названа на честь дослідника числом Струхаля. Якісні пояснення експериментальних результатів Струхаля дав Рэлей. Пізніше Т. Карман встановив, що відношення відстані між рядами вихорів що зриваються за циліндром в потоці, до відстані між вихорами в ряду рівне приблизно 0.28. Подальше експериментальне і теоретичне вивчення генерації звуку при обтіканні циліндричних тіл, натіканні струменя на клин, при роботі органної труби пов'язано з іменами Ф. Крюгер, А. Шмидке, Ю. Клюга. У 1930-х роках дослідники дійшли висновку, що в основі механізму генерації тонального звуку потоком лежить автоколивальний процес. Про це говорять Э. Ричардсон і Б.П. Константинов. Подальший розвиток цих ідей для конкретних гідроаеродинамічних джерел звуку, починаючи з 1950-х років, пов'язаний з іменами Powell, Tam, Lucas, Rockwell, Crighton, Elder, Chanaud, Wilson, Beavers, DeCoster, Holger, Regenfuss, Hourigan, Welsh, Thompson, Stokes. Особливу увагу в огляді літератури приділено роботам, присвяченим дослідженню акустичних осциляцій, індукованих потоком над прямокутною порожниною, що являє собою заглиблення в твердій поверхні. Дослідженню цієї проблеми присвячено величезну кількість робіт і експериментальних, і теоретичних. Інтерес до таких течій викликано можливим проявом акустичного резонансу на порожнинах відкритих відсіків шасі літаків при їх зльотах і посадках, а також можливістю зниження рівня шумів. Ранні роботи на цю тему були в основному експериментальні. Ці дослідження пов'язані з іменами вчених Krishnamurty, Roshko, Plumblee, Rossiter, Spee, Gibson, Lassiter, East, Covert, Heller, Bilanin, Heller, Bliss, Blick, Tam і іншими. Для розуміння механізмів генерації звуків побудована математична модель явища осциляції тиску, що базується на взаємозв'язку нестійкості зсувного шару і породжуваного звукового сигналу, що призводить до виникнення акустичного резонансу. Пізніше в експериментальній роботі Gharib, Roshko знайшли режим коливань, названий режим сліду (wake mode). Потім цей режим був знайдений Rowley, Colonius, Vasu, які проводили пряме чисельне моделювання. У цьому режимі течія характеризується скиданням великомасштабних вихорів з передньої кромки порожнини, подібно до того як це відбувається при обтіканні твердих тіл.

Потік робіт, присвячених дослідженню механізмів генерації звуку різними течіями, триває і в наші дні. Це обумовлено в першу чергу колосальною фізичною змістовністю процесів виникнення звуку, які на даний момент повністю не досліджені, а також численними технічними застосуваннями.

У вступі також проведено огляд підходів до розв'язання проблеми чисельних розрахунків генерації звуку. Дається детальний опис існуючих підходів. Описуються переваги і недоліки прямих методів і гібридних методів. Прямі методи є дуже вимогливими до комп'ютерних потужностей. Тому на сьогоднішній день вони використовуються лише при розв'язанні досить простих двовимірних задач. В наш час при чисельному розв'язанні задач про генерацію звуку потоком найчастіше використовуються гібридні методи. Згідно з цим підходом гідродинаміка течії у ближньому полі розраховується з метою визначення флуктуацій швидкості і тиску в потоці. Ці флуктуації і формують джерело акустичних коливань. Акустичні характеристики дальнього поля розраховуються окремо на основі отриманих з гідродинаміки даних про джерело акустичних коливань. Спрощення загальної задачі при її розщепленні на дві окремі гідродинамічну і акустичну задачі виникає з того факту, що величини полів і масштаби довжини в гідродинамічній і акустичній задачах відрізняються на порядки. У вступі також показано, що при розв'язанні задачі гідромеханіки найкраще використовувати підходи DNS і LES. Використання підходу RANS дасть можливість лише оцінити рівень шуму. Для розрахунку тональних звуків, породжених потоком, підхід RANS є занадто грубим.

**Перший розділ** присвячено детальному описанню побудованого нами алгоритму чисельного розв'язання задач про випромінювання звуку потоком, що набігає на тверду перешкоду. В підрозділі 1.1 викладено основні ідеї, на яких базується побудований алгоритм. У основу запропонованого методу оцінки характеристик акустичних полів покладено чотири принципові припущення, які в цілому підтверджуються експериментами, а саме: 1) потужність звуку, породженого потоком, що набігає на перешкоду істотно менше потужності тієї частини потоку, яка набігає на перешкоду; 2) породжений потоком звук не впливає на характер самого потоку; 3) джерела звуку компактні, тобто область джерел суттєво мала порівняно з довжиною хвиль 4) число Маха мале. Ефект Доплера незначний. Тоді задачу визначення характеристик акустичних полів можна розділити на два етапи.

На першому етапі розглядається гідродинамічна задача. Внаслідок того, що розміри джерела звуку (розміри тіла, що обтікається, і розміри вихорів, що утворюються і зриваються з поверхні тіла) малі в порівнянні з довжиною звукової хвилі, гідродинамічну задачу можна розглядати у рамках моделі в'язкої нестисливої ньютонівської рідини. З цією метою чисельно розв'язуємо нестационарну систему рівнянь Навьє-Стокса. При розв'язанні двовимірних задач ми застосовуємо методи прямого чисельного моделювання (DNS). Оскільки двовимірні задачі не є занадто вимогливими до комп'ютерних ресурсів, необхідної точності розрахунків можна досягти простим поліпшенням розрахункової сітки, тобто збільшенням числа контрольних об'ємів. При розв'язанні тривимірних задач ми застосовуємо

методи DNS лише при ламінарних режимах течії. При турбулентних режимах течії досягти бажаної точності простим збільшенням числа вузлів розрахункової сітки неможливо оскільки тривимірні задачі вимагають на порядки більше комп'ютерних ресурсів.

Після цього можна перейти до другого етапу і розглянути акустичну задачу, що полягає у визначенні звукового поля і, зокрема, дискретних тонів. Дійсно, зміна розподілу тиску на поверхні твердого тіла протягом одного періоду при постановці акустичної задачі можна трактувати, як граничну умову. Тоді розв'язок задачі про визначення акустичного поля зводиться до розв'язку відповідної граничної задачі для хвильового рівняння. При цьому на поверхні тіла, що обтікається, задається деякий, періодично змінюваний, розподіл тиску. Після розв'язання такої задачі можна визначити усі акустичні характеристики генерованих тонів, у тому числі просторовий розподіл звукового тиску (діаграму спрямованості), тиск і силу звуку на осі діаграми спрямованості і повну випромінювану потужність.

Далі в підрозділі 1.2 дається огляд існуючих методів прямого чисельного моделювання (DNS). Зокрема обговорюються проблеми дискретизації конвективних членів. Єдина конвективна схема, яка гарантує обмеженість і монотонність – це зустрічно-потоківна схема, яка має перший порядок. Стійкість такої схеми досягається завдяки введенню надмірної чисельної дифузії, що змінює природу задачі. Задача, в якій домінували конвективні ефекти, стає задачею, в якій конвективні і дифузійні ефекти збалансовані. Така втрата точності є неприйнятною і, отже, було запропоновано декілька рішень цієї проблеми. Далі іде огляд відомих на сьогодні схем дискретизації конвективних членів, які мають другий порядок точності. Особливу увагу приділено описанням TVD схем, оскільки саме TVD схеми використовувались в даній роботі. Основна ідея TVD методу полягає в тому, що вклад схеми більш високого порядку і монотонної схеми першого порядку залежать від локальної форми самого розв'язку, що робить схему нелінійною.

В підрозділі 1.3 подається детальне описання методів DNS, що були використані для чисельного моделювання течій на першому етапі побудованого алгоритму. У рамках прийнятої моделі процес описується нестационарною системою рівнянь Навьє-Стокса. У безрозмірних фізичних змінних їх можна представити в тензорній формі наступним чином:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{U}\mathbf{U} = \frac{1}{\text{Re}} \nabla \cdot \nabla \mathbf{U} - \nabla p, \quad (1)$$

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

де  $p$  – скалярне поле тиску;  $\mathbf{U}$  – векторне поле швидкості. Покомпонентне представлення цих рівнянь можна знайти в учбовій літературі

Для чисельного розв'язання сформульованої задачі використовується метод скінченних об'ємів. Обговорюються проблеми, пов'язані з дискретизацією конвективних членів, узгодженням полів швидкості і тиску, а також із застосуванням неструктурованих і неортогональних сіток. У даній роботі ми будемо скінченнооб'ємну схему другого порядку, яка базується на обчисленні потоку середовища крізь грані контрольного об'єму і може застосовуватись до неструктурованих

сіток, які можуть бути в принципі і неортогональними. В більшості розглянутих двовимірних задач ми використовуємо сітку з чотирикутною формою елементарної комірки, яка може бути кусково-структурованою. Триангулярні сітки використовувались тільки в задачі про натікання струменя на гострий клин. Для дискретизації конвективних членів ми використовуємо TVD схему, імплементовану в тулбоксі з відкритим кодом OpenFOAM (limitedLinear). Згідно прийнятої класифікації її обмежувач потоку відповідає узагальненій кусково-лінійній схемі Chakravarthy-Osher. Остаточо, рівняння (1), (2) у дискретній формі можна записати наступним чином:

$$\begin{aligned} \frac{\frac{3}{2}\mathbf{U}_M^k - 2\mathbf{U}_M^{k-1} + \frac{1}{2}\mathbf{U}_M^{k-2}}{\Delta t} V_m + \sum_f F \mathbf{U}_f^k - \frac{1}{\text{Re}} \sum_f \mathbf{S}_f \cdot (\nabla \mathbf{U}^k)_f = \\ = -(\nabla p^k)_M V_m = - \sum_f \mathbf{S}_f p_f^k, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\sum_f \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{U}_f^k = 0. \quad (4)$$

Тут індекс  $M$  означає, що значення функції приписано до центроїда  $M$  елементарної комірки, індекс  $f$  означає, що значення функції приписано до центроїда грані  $f$ , індекс  $k$  – номер часового шару, індекс  $m$  – номер елементарної комірки в неструктурованій сітці,  $S$  і  $V$  – площа грані і об'єм комірки, відповідно,  $F$  – потік крізь грань  $f$ .

Далі обговорюється дискретна імплементация граничних умов Дирихле і Неймана. Окремо приділено увагу нелінійності задачі і узгодженню полів швидкості і тиску. Процедура лінеаризації полягає в тому, що для розрахунку потоку  $F$  використовуються відомі значення швидкості на попередньому часовому шарі, а потім отримані значення уточнюються шляхом ітерацій. Для розв'язання проблеми визначення поля тиску, а також узгодження полів швидкості і тиску використовується процедура PISO, яку детально описано у цій роботі. Далі увагу приділено вибору ітераційних методів розв'язання отриманої розрідженої системи лінійних алгебраїчних рівнянь.

На сьогоднішній день потужностей комп'ютерів недостатньо, щоб описувати тривимірні течії при досить великих значеннях числа Рейнольдса за допомогою методів DNS. У той же час, як вже було зазначено вище, підхід RANS є досить грубим і не дає можливості адекватно розрахувати тональні звуки, які генеруються в результаті взаємодії великих вихорів. Тому при великих значеннях числа Рейнольдса ( $\text{Re} > 1000$ ) для розв'язання тривимірних задач використовувалась технологія LES (Large Eddy Simulation). У підрозділі 1.4 обговорюються базові положення підходу LES. Згідно теорії Колмогорова, незважаючи на неоднорідність і нестационарність осередненої течії, випадковий характер дроблення вихорів і хаотичність передачі їх енергії по каскаду приводять до того, що дрібномасштабні пульсації мають характер локально ізотропний, тобто однорідний, і квазістационарний (що змінюється в залежності лише від характеристик осередненого руху),

природно вважати, що малі масштаби можуть бути успішно апроксимовані. Отже, великомасштабні структури, які містять більшу частину енергії, беруть участь в перенесенні і залежать від граничних умов, мають бути розраховані безпосередньо, в той час як дрібномасштабні можуть бути представлені моделлю. На цьому і базується підхід LES. Далі обговорюється процедура фільтрації рівнянь руху, яку застосовують для відокремлення дрібномасштабних і великомасштабних структур, і вибір фільтру.

Остаточно, після фільтрації отримуємо рівняння для великомасштабної частини:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot \nu (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T) - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} - \nabla \cdot \tau. \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0. \quad (6)$$

Слід зазначити, що хоча рівняння LES зовні подібні до рівнянь RANS, підсіткові напруження  $\tau$  представляють значно меншу частину спектру турбулентної енергії, ніж напруження Рейнольдса в RANS. Отже, точність моделювання турбулентних напружень в підході LES не є настільки критичною як в підході RANS.

Підсіткова напруга може бути представлена у вигляді класичного потрійного розкладу, представленого Леонардом в 1974 році:

$$\tau = L + C + R = (\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}} - \bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}) + (\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}'} + \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}}) + \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}. \quad (7)$$

Тут і далі штрих означає дрібномасштабну частину, а верхня риска – великомасштабну (іншими словами, підсіткові і розв'язувані масштаби). Кожний з трьох членів має своє фізичне значення. Перший член – напруження Леонарда. Описує взаємодію великих (розв'язуваних) масштабів. Другий член – змішані напруження. Описує взаємодію між розв'язуваними і підсітковими масштабами, тобто передачу енергії від великомасштабних структур дрібномасштабним. Третій член – напруження Рейнольдса. Описують взаємодію між підсітковими масштабами.

У підрозділі 1.5 подано описання чисельних методів, що використовуються в технології LES. В цьому підрозділі описано всі тонкощі імплементації LES при розв'язанні задач цієї роботи. Зокрема описано технологію побудови сітки поблизу поверхні тіла, що обтікається. Описано моделі, що використовуються в LES при моделюванні підсіткових масштабів. Обговорюються переваги і недоліки алгебраїчних моделей, диференціальних моделей, змішаних моделей, динамічних моделей.

В даній роботі ми прийняли рішення використовувати диференціальну модель з одним рівнянням. Такий вибір був мотивований наступними міркуваннями. По-перше, ця модель була випробувана і ефективно імплементована в роботі [E. de Villiers 2006] при дослідженні розвиненої течії в каналі. Вона показала хороші результати. По-друге, моделі з одним диференціальним рівнянням мають переваги над алгебраїчними моделями, оскільки вони враховують нерівноважні ефекти і дають незалежні значення для підсіткових швидкостей при незначному збільшенні комп'ютерних витрат. Це дає більшу точність, особливо в складних течіях. Було також вирішено не використовувати динамічну процедуру, оскільки відомо,

що динамічна модель стає дуже неточною у випадку недостатньої роздільної здатності сітки в пристінковій області, оскільки припущення подібності між різними масштабами не працюють поблизу стінки. В силу цих же причин динамічні моделі погано працюють в задачах з недостатньою роздільною здатністю поблизу зсувних шарів. Отже, динамічні моделі потрібно використовувати дуже обережно у тривимірних задачах, де досягнення достатньої роздільної здатності сітки в пристінковій області вимагає сильного збільшення розрахункових ресурсів. По-третє, в роботі [S. Vengadesan, A. Nakayama 2005] було проведено порівняння класичної моделі Смагоринського, динамічної моделі Germano [M. Germano et al 1991] з врахуванням її модифікації Lilly [D. K. Lilly 1992] і диференціальної  $k$ -моделі з одним рівнянням, запропонованої Yoshizawa і Horiuti [A. Yoshizawa, K. Horiuti 1985]. Порівняння цих моделей проводилося на задачі обтікання квадратного циліндра. Автори прийшли до висновку, що диференціальна  $k$ -модель Yoshizawa і Horiuti показала найкращі результати. Далі в роботі детально описано диференціальну  $k$ -модель, яка використовувалась при розв'язанні задач.

У підрозділі 1.6 обговорюються проблеми моделювання пристінкових течій поблизу твердої стінки при використанні технології LES. Дано огляд існуючих методів, перераховано основні підходи. В роботі [E. de Villiers 2006] на задачі про течію в каналі проводилось порівняння чотирьох підходів: 1) без моделювання стінки, 2) модель Van Driest, 3) модель Wolfshtein, 4) стандартна Spalart - Allmaras DES модель. Було показано, що тільки Van Driest і Wolfshtein показали прийнятні результати. У даній роботі використовувалися демпфуючі функції Van Driest.

У підрозділі 1.7 обговорюються проблеми ідентифікація вихорів. Турбулентні режими течії представляють собою не просто випадковий шум, але також включають просторово когерентні вихрові структури, що еволюціонують у часі. Правильна ідентифікація таких вихрових структур представляє найбільший інтерес при дослідженні турбулентних режимів, особливо у тривимірних течіях. Огляд широко використовуваних індикаторів вихорів з описом переваг і недоліків кожного з них дано в цьому підрозділі. В даній роботі ми використовували  $Q$ -метод, запропонований в роботі [J.C.R.Hunt, A.A.Wray, P.Moin 1988]. Згідно з цим методом вихор визначається як область, в якій другий інваріант  $Q$  тензора  $\nabla \mathbf{u}$  більше нуля. Додатково вимагається, щоб тиск усередині вихору був менше за тиск в області, що оточує вихор. Цей критерій ( $Q > 0$ ) є більш строгим, ніж інші. Якщо інші методи вимагають лише наявності локального обертання в даній області, то  $Q$ -метод вимагає, щоб обертання домінувало над розтягуванням.

У підрозділі 1.8 обговорюються проблеми ідентифікації інтерфейсу або будь-якої матеріальної поверхні. Дано детальний огляд методів, які використовуються для ідентифікації матеріальних поверхонь, що рухаються і деформуються разом із рідиною. Дві основні групи: трекінг поверхонь (Surface Tracking Methods) і об'ємний трекінг (Volume Tracking Methods). У першому випадку матеріальна поверхня відстежується за допомогою набору маркерів, розташованих на поверхні. Якщо матеріальна поверхня сильно деформується, утворюючи складну шарувату структуру, то така поверхня апроксимується неструктурованою триангулярною сіткою. Далі в процесі руху трикутники сильно деформуються, розтягуються,

скошуються. Тому для відновлення якості триангулярної сітки деформовані трикутники далі дробляться і в сітку додаються нові трикутники. У другому випадку поверхня не відстежується, а захоплюється шляхом ідентифікації елементарних комірок сітки, в яких присутні рідини 1 і 2, що розділяються цим інтерфейсом.

**Другий розділ** присвячено чисельному розрахунку звукового поля еолових тонів. Як відомо, еолові тони – це звуки, що виникають при обтіканні потоком подовжених тіл. Проте, частіше за все еолові тони пов'язують з обтіканням подовжених тіл, що мають переріз у вигляді круга, таких наприклад, як струни, троси, довгі стрижні, високі труби і так далі. У даному розділі розв'язується задача генерації еолових тонів при обтіканні нескінченного кругового циліндра. Спочатку дається огляд результатів інших авторів, зокрема результати В.Холле, Д. І. Блохінцева, О.М.Філліпса, М. Е. Голдстейна.

Картина обтікання циліндра потоком істотно залежить від числа Рейнольдса, визначеного по діаметру циліндра. Відомо, що ламінарна течія за циліндром, залежно від значення числа Рейнольдса, може мати три режими: безвідривна стаціонарна течія, стаціонарний відрив і періодична відривна течія. Безвідривний режим реалізується за числа Рейнольдса, що не перевищує деякого відносно невеликого порогового значення. При збільшенні числа Рейнольдса, під дією градієнта тиску і в'язких сил ламінарний примежовий шар відривається від верхні циліндра, за циліндром утворюється пара рециркуляційних вихорів. Експериментальні роботи вказують на можливість відриву при  $Re \approx 4 - 5$ , тоді як більшість чисельних розрахунків дає  $Re \approx 5 - 7$ . З метою верифікації використаних чисельних методів в таблиці наведені характеристики стаціонарної течії, такі як коефіцієнт лобового опору і довжина відривної зони, вимірювана від задньої критичної точки. Слід зазначити хороший збіг з результатами, наведеними в роботі [А.А.Приходько, Д.А.Редчиц 2005], значення яких відрізняються від наших менш, ніж на один відсоток. При подальшому збільшенні числа Рейнольдса розміри симетричної вихрової пари, що утворилася за циліндром, зростають і вихори витягуються уздовж напрямку потоку. При цьому течія залишається стаціонарною до досягнення числом Рейнольдса деякого критичного значення. Це критичне значення приблизно дорівнює 40. При подальшому збільшенні числа Рейнольдса, течія стає нестійкою по відношенню до малих збурень, симетрія течії в сліді за циліндром порушується і течія набуває асиметричного характеру. При числі Рейнольдса близько 50 в сліді за циліндром виникають коливання, які посилюються із зростанням числа Рейнольдса. Коли число Рейнольдса досягає близько 60, течія характеризується періодичним відривом вихорів, які зносяться течією. По черзі відриваючись то з одного, то з іншого боку від кормової точки циліндра, вихори дрейфують вниз за потоком, утворюючи регулярну структуру, відому як вихрова доріжка Кармана. Фізику процесу відриву вихорів детально викладено в книзі [И.В.Вовк, В.Т.Гринченко 2010]. Така картина течії продовжує зберігатися при збільшенні числа Рейнольдса приблизно до  $10^4$ . Проте, необхідно виділити два режими періодичного вихрового руху залежно від значення числа Рейнольдса. В діапазоні  $40 \lesssim Re \lesssim 300$  реалізується стійкий ламінарний режим течії, при якому немає необхідності враховувати вплив турбулентних пульсацій. У даній роботі ми

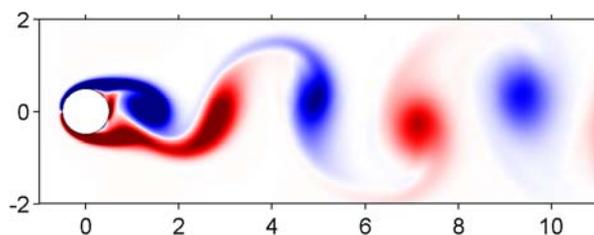


Рис. 1: Поле завихреності при  $Re = 200$

використовуємо метод прямого чисельного моделювання також для  $Re = 400$  і  $Re = 1000$  і показуємо, що точність отриманих результатів є прийнятною для цієї задачі. При більш високих числах Рейнольдса процес зриву вихорів стає менш організованим, дещо порушується регулярність зриву великомасштабних вихорів, що викликає широкосмугові пульсації підйомної сили. Проте, навіть при великих числах Рейнольдса в сліді за циліндром існують виразно помітні великомасштабні вихрові структури і приблизно половина енергії турбулентності міститься в цих вихорах.

Обтікання циліндра при значеннях числа Рейнольдса вище за критичне ( $Re > 40$ ) стає періодичним у часі і характеризується відривом вихорів і їх знесенням вниз за потоком. На рисунку 1 показано поле завихреності в деякий момент часу. Звичайно, розподіл тиску по поверхні циліндра також змінюється періодично у часі. Слід також відзначити, що хоча при  $Re = 50$  течія в сліді за циліндром буде періодичною, коливання тиску на поверхні циліндра слабо помітні. При подальшому збільшенні числа Рейнольдса амплітуда осциляцій тиску на поверхні циліндра зростає, так само як і діапазон значень розподілу тиску (різниця між максимумом і мінімумом тиску на циліндрі).

Підсумовуючи, можна зробити наступний висновок. Порівняльний аналіз отриманих нами розрахункових гідродинамічних характеристик течії з раніше отриманими іншими авторами розрахунковими даними, а також з численними експериментальними даними показує, що в розглянутому діапазоні чисел Рейнольдса спостерігається досить хороший їх збіг.

При розгляді задачі обтікання циліндра, збурення потоку можна умовно розділити на дві складові. Перша - це збурення поля тиску на поверхні циліндра. Починаючи з деякого порогового значення числа Рейнольдса ( $Re \approx 40$ ), ці збурення мають періодичний характер. Вони самоорганізуються в деяку складну автоколивальну систему, коливання якої і викликають появу тонального звуку. Друга складова – це збурення, що розвиваються в турбулентному сліді за циліндром, внаслідок чого виникає широкосмуговий шум. Механізм виникнення шуму принципово відрізняється від механізму виникнення тонального звуку і пов'язаний із специфічними безладними коливаннями і взаємодією частинок середовища в турбулентному сліді. Як показано в численних дослідженнях, потужність тонального звуку суттєво перевищує потужність широкосмугового шуму. У даному дослідженні ми приділяємо увагу першій складовій і, отже, концентруємо увагу на описанні генерації і поширення тонального звуку.

Таким чином, дотримуючись ідеї, що викладена вище, з чисельного розв'язку

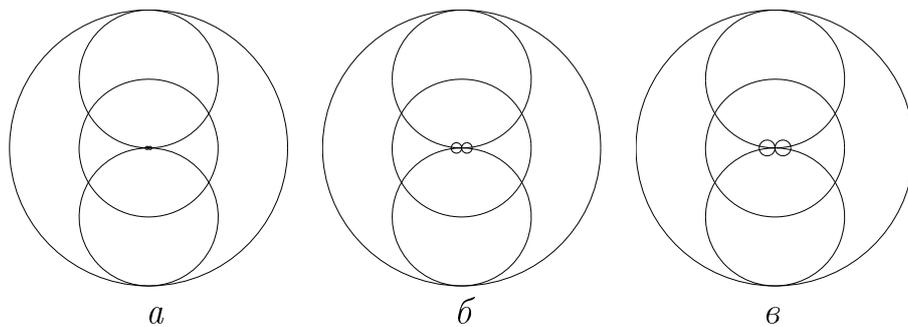


Рис. 2: Нормована діаграма спрямованості перших двох гармонік, що виникають за рахунок осциляцій підйомної сили і сили опору:  $a - Re = 100$ ,  $b - Re = 200$ ,  $c - Re = 400$

відповідної задачі гідромеханіки, представленого в попередньому параграфі, ми маємо розподіл тиску на поверхні циліндра, який періодично змінюється у часі з періодом  $T$ . Ці пульсації тиску на поверхні циліндра, природно, збуджують звукові коливання в оточуючому середовищі. Тоді звукове поле поза циліндром може бути знайдене з відповідної граничної задачі для хвильового рівняння. В роботі наведено аналітичний розв'язок такої задачі.

Проведено розрахунки характеристик звукового поля такої течії. Відразу зазначимо, що припущення, які ми поклали в основу нашої моделі, підтверджуються чисельними розрахунками. Зокрема, значення числа Маха і значення хвильового розміру циліндра мають порядок  $10^{-4}$ . Це дає можливість вважати ці параметри малими і підтверджує покладене в основу нашої моделі нехтування впливом руху потоку на акустичне поле, тобто припущення про те, що звук поширюється в такому потоці так само, як і в нерухомому середовищі. Крім того, малі значення числа Маха і хвильового розміру джерела підтверджують правильність розгляду гідродинамічної задачі у рамках моделі в'язкої нестисливої рідини. Відношення повної акустичної потужності еолового тону до потужності потоку, що набігає на циліндр (іншими словами, ККД випромінювача), має порядок  $10^{-8}$ , а інтенсивність випромінюваного звуку (сила звуку) має порядок  $10^{-14} - 10^{-12}$ . Такі малі значення ККД випромінювача і інтенсивності випромінюваного звуку говорять про справедливність закладених в основу нашої моделі базових положень про те, що зворотним впливом звуку на характеристики потоку середовища можна знехтувати.

Також в роботі представлені модуль і фаза перших двох гармонік акустичного тиску  $p_1$  і  $p_2$  на відстані 1 м від центру циліндра діаметром 1 см для випадку  $Re = 200$ . Видно, що перша гармоніка  $p_1$ , що відповідає коливанням з періодом  $T$ , представляє собою коливання у вертикальному напрямку. Тоді як друга гармоніка  $p_2$ , що відповідає коливанням з періодом  $T/2$ , представляє коливання в горизонтальному напрямку. Такий результат представляється цілком природним, якщо взяти до уваги, що період коливання лобового опору дорівнює  $T/2$ , а період коливання підйомної сили –  $T$ . В силу описаних вище причин автоколивальний процес, що виникає при обтіканні циліндра потоком, є акустичним джерелом (еолового звуку) дипольного типу. Для першої гармоніки  $p_1$  акустична вісь джерела перпендикулярна напрямку потоку. Тоді як для другої гармоніки  $p_2$  акустична вісь

спрямована вздовж потоку. На рисунку 2 зображена нормована діаграма спрямованості породжуваного потоком звуку. Ці дані повністю узгоджуються з експериментальною діаграмою спрямованості, представленою в [E.Z.Stowell, A.F.Doming 1936], а також підтверджуються результатами, отриманими пізніше іншими авторами [А.А.Харкевич 1954, Э.Ричардсон 1965, Д.И.Блохинцев 1981]. Слід визначити, що із зростанням числа Рейнольдса вклад гармоніки  $p_2$ , викликаної осциляцією сили лобового опору, зростає. Якщо при  $Re = 50$  відношення амплітуд першої і другої гармонік складає 63.37, то при  $Re = 400$  – лише 8.75. На основі аналітичного розв'язку акустичної задачі нами були проведені відповідні розрахунки і з'ясовано, що домінуючим є джерело дипольного типу. Наприклад, при  $Re = 100$  тиск, що створюється джерелом квадрупольного типу, приблизно на два порядки менше, ніж дипольного. А вклад мультипольних джерел вищого порядку, у свою чергу, на три порядки менше вкладу квадрупольного джерела.

**Третій розділ** присвячено дослідженню генерації звуку струменем, що натікає на клин. На першому етапі шляхом прямого чисельного розв'язання нестационарної системи рівнянь Нав'є-Стокса, розв'язано задачу про натікання затопленого струменя, сформованого вузьким каналом, на гострий жорсткий клин. Найбільший інтерес представляє течія в області між вузьким каналом, з якого виходить струмінь, і клином, який є перешкодою на шляху руху струменя. Саме у цій області розвиваються два зсувних шари на межах струменя, які формуються як пристінкові зсувні шари на поверхнях вузького каналу, а потім на виході з вузького каналу відриваються і розвиваються як вільні зсувні шари, які потім натікають на клин. У зв'язку з цим найприродніше визначити число Рейнольдса по відстані  $h$  між вузьким каналом і клином, оскільки саме уздовж цієї області відбувається розвиток зсувних шарів:  $Re = Vh/\nu$ . При розрахунках обирались наступні значення параметрів, прийнятих в експериментальній роботі [В.И.Кондратьев, Т.И.Назаренко 1980]: кут розчину клину  $9.4^\circ$ , ширина вузького каналу  $b = 1.1$  мм, довжина вузького каналу (сопла)  $a = 10$  мм, довжина клину  $d = 20$  мм, відстань від вузького каналу до вершини клину  $h = 4.8$  мм. Розрахунки проводились для трьох значень швидкості, з якою повітря входить у вузький канал,  $V = 5$  м/с,  $10$  м/с,  $20$  м/с,  $30$  м/с, що забезпечує виконання умови  $M \ll 1$  (де  $M$  - число Маха). Такі значення швидкості на вході у вузький канал відповідають значенням числа Рейнольдса  $Re = 1600, 3200, 6400, 9600$ . Просторова дискретизація виконувалась на триангулярній неструктурованій сітці із згущуванням вузлів поблизу твердих поверхонь вузького каналу і клину. Розрахункова сітка була згенерована за допомогою вільно поширюваного генератора з відкритим кодом Gmsh.

Отримано дані про залежності полів завихреності і полів тиску від часу впродовж перехідного процесу і процесу усталених автоколивань струменя. Встановлено, що впродовж перехідного процесу роль гідродинамічного каналу зворотного зв'язку виконують вихрові утворення, що виникли у момент початкового натікання струменя на клин, які в певний момент часу рухаються проти течії. На рисунку 3 показано поле завихреності і розподіл тиску на поверхнях клину впродовж перехідного процесу при  $Re = 1600$ . На рисунку 3 а показано момент, коли струмінь щойно вийшов з каналу. Як і слід було очікувати, на кінці струменя утворилися

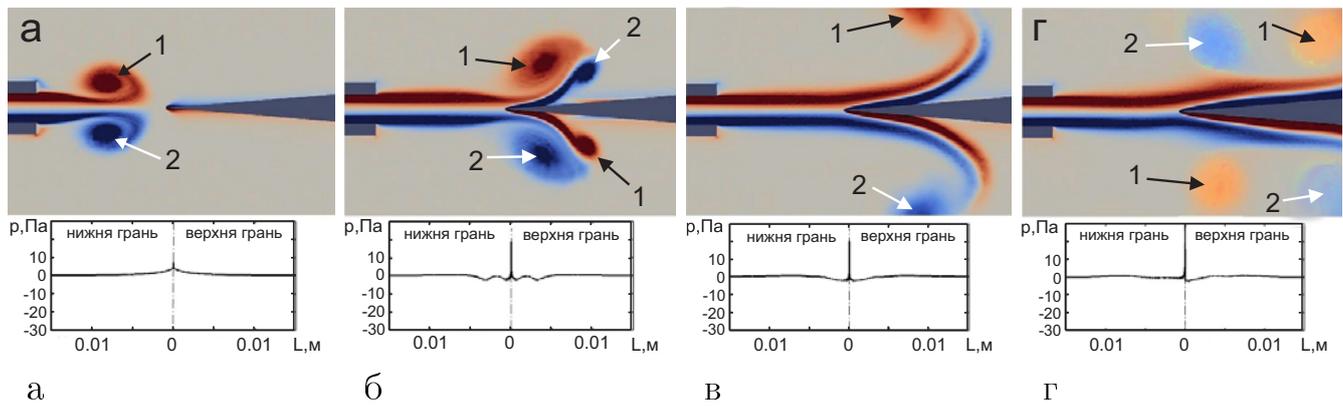


Рис. 3: Поле завихреності і розподіл тиску на поверхнях клину впродовж переходного процесу (цифра 1 визначає області додатної завихреності, тобто рідина закручується проти годинникової стрілки, цифра 2 – області від'ємної завихреності, тобто рідина закручується за годинниковою стрілкою),  $Re = 1600$

два, закручені в протилежні боки вихори, усередині яких спостерігається низький тиск. На гранях клину тиск близький до нуля, а безпосередньо біля ребра тиск дещо підвищується і на самому ребрі клину досягає рівня приблизно 5 Па. У наступний характерний момент часу (рисунок 3 б) струмінь досяг клину і починає взаємодіяти з ним. В результаті на кожній грані утворюється пара закручених в протилежні боки вихорів, які починають віддалятися від граней клину. При цьому тиск в усіх вихорах залишається низьким, а тиск на ребрі клину зростає. Далі вихори ще більше віддаляються від клину (рисунок 3 в), а на гранях клину утворюються характерні подвійні шари завихреності різного знаку. І хоча поля завихреності і тиску залишаються поки симетричними відносно поздовжньої осі гідродинамічної системи, з'являються дуже важливі чинники, які можуть призвести до нестійкості струменя. По-перше, подвійні шари завихреності різного знаку характеризуються значними поперечними (у напрямку осі  $Oy$ ) градієнтами завихреності, що, як відомо, сприяє нестійкості потоку. По-друге, вихори, які спочатку віддалялися від клину, почали повільно рухатися проти напрямку руху струменя, одночасно притискаючись до граней клину (рисунок 3 г). Таким чином, частина енергії струменя повернулася назад і почала впливати на струмінь в області грані клину і цей ефект, по суті, слід розуміти, як появу гідродинамічного зворотного зв'язку. Зворотний зв'язок ще сильніше збільшує градієнти завихреності на верхній і нижній гранях клину, що неминуче призводить до асиметрії полів завихреності і тиску в гідродинамічній системі, в наслідок чого, струмінь починає відхилятися вгору або вниз. Дійсно, на рисунку 3 г можна спостерігати початок появи асиметрії полів, що розглядаються, і розподілів тиску на гранях клину. Як видно, у безпосередньому околі ребра тиск на нижній грані став трохи вище, ніж тиск на верхній грані, і тому в середовищі з'явилися поперечні сили, спрямовані в додатному напрямку осі  $Oy$ , що і викликало ледь помітне відхилення струменя вгору.

Розглянемо процес усталених автоколивань струменя. На рисунку 4 представлені поля завихреності (і розподіл тиску на гранях клину) для чотирьох моментів часу впродовж одного періоду  $T$  коливань струменя. При усталених коливаннях

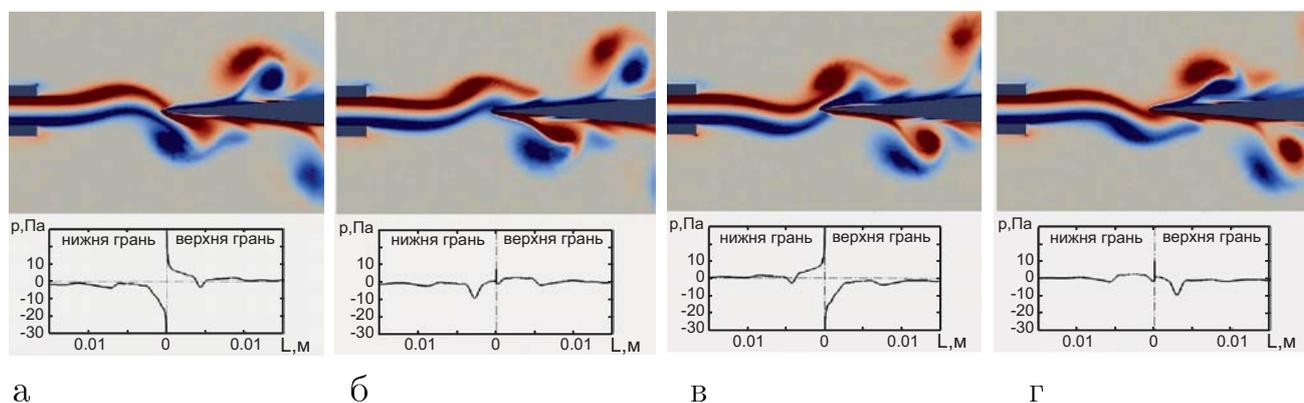


Рис. 4: Поле завихреності і розподіл тиску на поверхнях клину впродовж одного періоду усталених коливань струменя з кроком у часі  $T/4$ ;  $Re = 1600$

струменя канал гідродинамічного зворотного зв'язку формується за рахунок різниці тисків на гранях клину і періодичної зміни їх знаку, що викликає періодичний потік середовища з однієї грані клину на іншу грань і, як наслідок, періодичні поперечні коливання струменя. Аналогічна картина течії продовжує зберігатися при збільшенні числа Рейнольдса приблизно до  $10^4$ . Із зростанням числа Рейнольдса процес коливання струменя стає менш організованим, дещо порушується регулярність утворення великомасштабних вихорів, що викликає широко-смугові пульсації підйомної сили. Проте, навіть при великих числах Рейнольдса в області перед клином існують виразно помітні пульсації струменя в поперечному напрямку і утворення великомасштабних вихрових структур, які потім набігають на клин, а суттєва частина енергії турбулентності міститься саме в цих вихорах. В дисертаційній роботі розрахунки проводились ще для трьох значень  $Re = 3200, 6400, 9600$ . При зростанні числа Рейнольдса амплітуда коливання струменя збільшується. Точка утворення вихорів в шарах змішування струменя зміщується вгору по потоку. Таким чином, на вершину клину набігають вихори, що вже сформувалися. При максимальному з розглянутих значень числа Рейнольдса  $Re = 9600$  регулярність процесу вихроутворення і їх взаємодії з клином порушується. У деякі моменти часу вихори також шикуються в шаховому порядку, як це спостерігалось при нижчих числах Рейнольдса. А в деякі моменти часу вихори шикуються симетрично відносно горизонтальній осі і ми можемо спостерігати дві вихрові пари в області перед клином. Також при зростанні числа Рейнольдса амплітуда осциляцій тиску на поверхні клину росте, так само як і діапазон значень розподілу тиску (різниця між максимумом і мінімумом тиску на клині).

При досить великих значеннях числа Рейнольдса, збурення поля тиску на поверхні клину, викликані коливанням струменя, мають періодичний характер. Вони самоорганізуються в деяку складну автоколивальну систему, коливання якої і викликають появу тонального звуку. Тоді звукове поле поза клином може бути знайдене з відповідної граничної задачі для хвильового рівняння. Оскільки клин, що розглядається, є гострим (кут розхилу  $\alpha = 9.4^\circ$ ), то з метою спрощення задачі ми розглядали вироджений клин з нульовим кутом розхилу, тобто пластину. Сформульована гранична задача для хвильового рівняння розв'язується методом часткових областей. Для цього вся розрахункова область розбивається на три

області. Розв'язки хвильового рівняння в кожній з цих трьох областей добре відомі. Невідомі коефіцієнти розв'язків знаходяться з граничних умов, а також з умов спряження полів на межі між областями. В роботі наведено розрахункові значення характеристик періодичної течії і звуку, зокрема, тиск на осі діаграми спрямованості першої і другої гармонік, співвідношення амплітуд першої і другої гармонік, інтенсивність звуку, повну акустичну потужність клинового тону, ККД акустичного перетворювача. Відношення повної акустичної потужності клинового тону до потужності потоку, що набігає на клин (іншими словами, ККД випромінювача), має порядок  $10^{-8} - 10^{-9}$ , а також і інтенсивність випромінюваного звуку (сила звуку) має порядок  $10^{-8} - 10^{-9}$ . Такі малі значення ККД випромінювача і інтенсивності випромінюваного звуку говорять про справедливість закладених в основу нашої моделі основних положень про те, що зворотним впливом звуку на характеристики потоку середовища можна знехтувати. Також слід зазначити, що при таких досить великих швидкостях відношення амплітуд першої і другої гармонік вже не буде таким великим, як в розглянутій вище задачі про генерацію еолових тонів. Тобто, при досить великих швидкостях і при такій конфігурації тіла, що обтікається, вплив більш високих гармонік буде істотнішим, ніж в задачі про генерацію еолових тонів. В роботі представлені рисунки для модуля і фази перших двох гармонік акустичного тиску  $p_1$  і  $p_2$  на відстані 1 м від вершини клину для випадку  $Re = 1600$ . Видно, що перша гармоніка  $p_1$ , що відповідає коливанням з періодом  $T$ , представляє собою коливання у вертикальному напрямку. Тоді як друга гармоніка  $p_2$  представляє собою коливання в горизонтальному напрямку. В силу описаних вище причин автоколивальний процес, що виникає при набіганні затопленого струменя на клин, є акустичним джерелом (клинового тону) дипольного типу. В роботі представлена нормована діаграма спрямованості породжуваного потоком звуку. Ці дані повністю узгоджуються з експериментальною діаграмою спрямованості, представленою в [В.И.Кондратьев, Т.И.Назаренко 1980]. Слід зазначити, що із зростанням числа Рейнольдса вклад гармоніки  $p_2$ , викликаної осциляцією сили лобового опору, зростає.

**Четвертий розділ** присвячено дослідженню генерації автоколивань при обтіканні циліндра з плоским спліттером. Оскільки утворення і зрив вихорів за циліндром або будь-якими іншими подовженими тілами може призводити до небажаних вібрацій тіла і навіть до руйнування конструкцій, необхідно мати можливість контролювати процес зриву вихорів, можливість знижувати силу опору тіла, що обтікається, і амплітуду коливання сил прикладених до нього. Одним із способів контролю потоку являється розташування плоского спліттера за циліндром. У цьому Розділі чисельно розв'язано задачу про обтікання потоком в'язкої нестисливої рідині кругового циліндра і приєднаного з тильної сторони плоского спліттера.

Спочатку розглянуто перехідний процес для випадку, коли довжина спліттера дорівнює радіусу циліндра. На рисунках 5 показано поле завихреності впродовж перехідного процесу. Після початку руху за циліндром починає формуватися пара вихорів, що мають рівні по модулю, але протилежні за знаком значення завихреності. Далі, з часом розміри вихрової пари за циліндром продовжують зростати

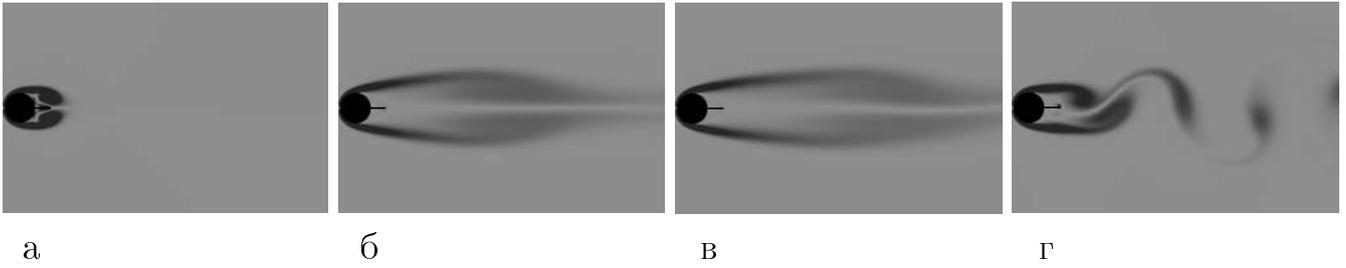


Рис. 5: Поле завихреності впродовж перехідного процесу ( $Re = 200$ ,  $h = d/2$ ,  $\alpha = 0$ ):  $a - t = 2.5$ ,  $б - t = 41$ ,  $в - t = 57$ ,  $г - t = 140$

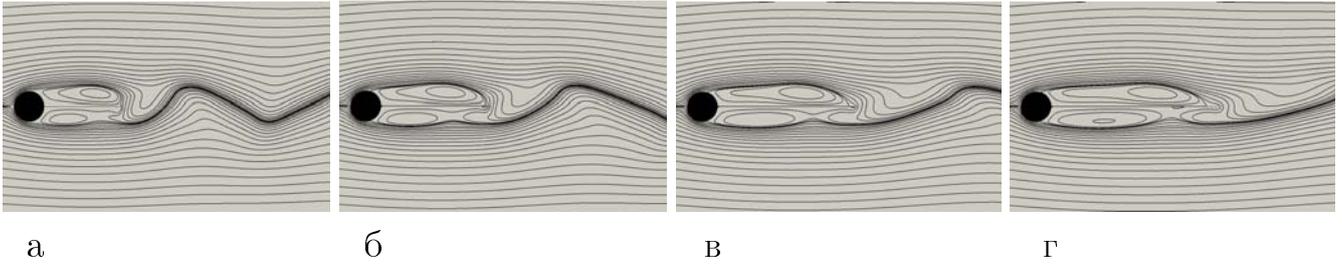


Рис. 6: Миттєві лінії струму при усталеному процесі утворення і зриву вихорів ( $Re = 200$ ):  $a - h = 5d/2$ ,  $б - h = 7d/2$ ,  $в - h = 9d/2$ ,  $г - h = 11d/2$

і досягають деякого максимального значення у момент часу приблизно  $t = 41$ . На межі цієї все ще стаціонарної вихрової пари формується шар змішування, що розширюється, тобто шар зсувної течії, який характеризується значними поперечними градієнтами завихреності, що, як відомо, сприяє нестійкості потоку. В силу цього при подальшому збільшенні вихрової пари за циліндром порушується симетрія течії. В момент часу  $t = 57$  симетрія течії починає руйнуватися. Далі з часом симетрія течії за циліндром повністю руйнується і течія переходить в режим усталеного періодичного утворення і скидання вихорів. Верхній і нижній вихори скидаються в шаховому порядку. Далі в роботі досліджується усталений процес скидання вихорів при різних довжинах спліттера. Вихори вже утворюються не відразу за поверхнею циліндра, як при обтіканні кругового циліндра, а за спліттером. Тобто, вихори взаємодіють вже не стільки з циліндром, але, передусім, з кінчиком спліттера.

Наявність спліттера за циліндром істотно зменшує середнє значення опору тіла. Причому із зростанням довжини спліттера коефіцієнт опору продовжує зменшуватися. Це, напевне, пов'язано з тим, що між циліндром і спліттером утворюються вихори, що призводить до появи поблизу поверхні тіла зон зворотного руху, що і зменшує опір. Також слід зазначити, що за наявності спліттера істотно зменшується амплітуда коливань коефіцієнта опору. Так, при обтіканні циліндра без спліттера ( $h = 0$ ) амплітуда коливань коефіцієнта опору дорівнює  $5 \cdot 10^{-2}$ . А за наявності навіть невеликого спліттера, довжина якого дорівнює радіусу циліндра, амплітуда коливань коефіцієнта опору вже зменшується до  $0.72 \cdot 10^{-2}$ . При подальшому подовженні спліттера амплітуда коливань  $\tilde{C}_x$  веде себе немонотонно. Спочатку вона зменшується аж до  $h = d$ , потім зростає аж до  $h = 5d/2$ , потім знову зменшується аж до  $h = 9d/2$  і потім знову зростає. Це, напевне, залежить

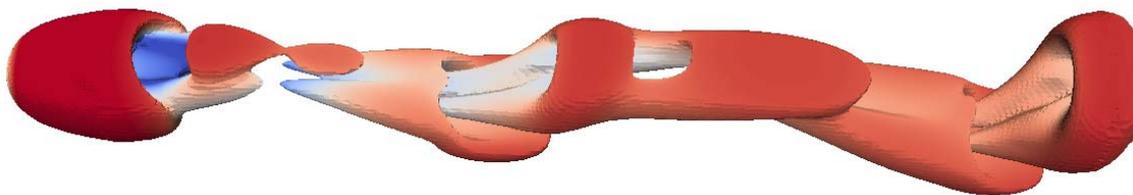


Рис. 7: Ізоповерхня  $Q = 0.0001$  при  $Re = 300$

від того скільки вихорів, що зірвалися з поверхні циліндра, уміщується вздовж спліттера. Також слід зазначити, що за наявності спліттера істотно збільшується період коливань, тобто час між утворенням і скиданням вихорів. При подальшому збільшенні довжини спліттера період вихроутворення також зростає. Проте, цей процес немонотонний. Так при переході від  $h = d$  до  $h = 3d/2$  період різко скорочується.

На рисунках 6 показано миттєві лінії струму при різних довжинах спліттера. Неважко бачити, що з обох сторін спліттера в області між спліттером і зсувними шарами, що відірвалися, мають місце великі вихрові структури. І, як наслідок, біля поверхні спліттера мають місце зони зворотної течії. Це і приводить, як вже було зазначено вище, до того, що за наявності спліттера опір тіла і амплітуда коливань коефіцієнта опору різко знижуються. При подальшому збільшенні довжини спліттера у кожній його стороні вже може розташовуватись не один, а декілька великих вихорів. Різна кількість вихорів розташованих вздовж спліттера, при різній його довжині, напевно, і є причиною того, що зі збільшенням довжини спліттера амплітуда коливань коефіцієнта опору поводитьсь немонотонно.

**П'ятий розділ** присвячено дослідженню генерації звуку потоком, що набігає на сферу. На першому етапі розв'язання задачі розглядається задача обтікання сфери потоком в'язкої нестисливої рідини у широкому діапазоні чисел Рейнольдса. При малих числах Рейнольдса застосовується техніка DNS, при великих числах Рейнольдса – техніка LES. В діапазоні чисел Рейнольдса  $20 < Re < 212$  потік рідини довкола сфери є стаціонарним і осесиметричним. За сферою утворюється область рециркуляційного руху у вигляді стаціонарного, приєднаного до сфери вихрового кільця. Із зростанням числа Рейнольдса розміри вихрового кільця за сферою збільшуються. Отримані в цій роботі кількісні результати добре узгоджуються з аналогічними результатами, представленими в літературі. При переході через точку регулярної біфуркації при  $Re \approx 212$  течія залишається стаціонарною, проте осесиметричність течії порушується. Така течія вже має симетрію відносно деякої площини, що проходить через центр сфери і розташована вздовж потоку. Азимутальна орієнтація площини симетрії встановлюється довільним чином при руйнуванні осьової симетрії. Очевидно, що оскільки течія більше не має осьової симетрії, на сферу діятиме не лише сила опору, але і бічна сила. Слід відзначити, що сила опору більше, ніж на порядок перевищує бічну силу.

Наступна точка переходу ( $Re \approx 275$ ) є точкою біфуркації Хопфа. При подальшому збільшенні числа Рейнольдса ( $Re > 275$ ) течія переходить із стаціонарного режиму в періодичний. Починається регулярне скидання вихрових петель. У цьому режимі течія зберігає симетрію відносно площини. На рисунку 7 показана

ізоповерхня  $Q$  при  $Re = 300$ . Видно, що безпосередньо за сферою, як і раніше, знаходиться вихрове кільце. Однак, осьова симетрія кільця порушена. З періодичною регулярністю з внутрішньої частини вихрового кільця, розташованого безпосередньо за сферою викидаються вихрові петлі, симетричні відносно площини. При  $Re = 300$  процес скидання вихрових петель буде строго періодичним. В роботі зображено процес змінювання у часі коефіцієнтів опору  $C_x$  і бічної сили  $C_l$ . Очевидно, що ці процеси будуть одночастотними з числом Струхалія  $St = 0.133$ . Течія, що виникає при обтіканні сфери, є тривимірною і, отже, більш складною, ніж течія при обтіканні циліндра. В силу цього, періоди коливання і сили опору, і бічної сили рівні. Слід зазначити, що середнє значення бічної сили на порядок менше, ніж середнє значення сили опору, проте амплітуда коливань бічної сили буде приблизно в п'ять разів більше амплітуди коливань сили опору. Цей факт дозволяє припустити, що, як і у випадку обтікання кругового циліндра, основна частина акустичної енергії, генерованої потоком при обтіканні сфери, випромінюватиметься у бічному напрямку.

При збільшенні числа Рейнольдса до  $Re = 350$  течія за сферою продовжує ускладнюватися. Видно, що коливання коефіцієнта опору  $C_x$ , пов'язані із зривом вихорів, накладаються на повільніші коливання струмені, що мають, проте, велику амплітуду. В роботі представлені частотні спектри коливань  $C_x$  і  $C_l$ . В обох випадках видно дві домінуючі частоти, які відповідають значенням числа Струхалія  $St = 0.041$  і  $St = 0.135$ . Перша частота відповідає повільним коливанням струменя, друга – зриву зі сфери вихрових петель. Ці результати добре узгоджуються з результатами робіт інших авторів.

При подальшому збільшенні числа Рейнольдса слід за сферою втрачає симетрію відносно площини. Хоча, як і раніше, скидання вихрових петель триває, проте орієнтація кожної наступної петлі відрізняється від попередньої. Положення точок, в яких відбувається утворення вихорів, починає змінюватися іррегулярним чином.

При подальшому збільшенні числа Рейнольдса слід за сферою переходить у турбулентний режим. Однак, в докритичному режимі ( $Re < 3.7 \cdot 10^5$ ), як і раніше, має місце відрив від сфери ламінарного примежового шару. Нижче за потоком на межі ламінарного примежового шару, що вже відірвався, в силу нестійкості Кельвіна-Гельмгольца відбувається утворення дрібніших вихорів. По мірі просування вниз по потоку ці вихори зростають. Ще нижче по потоку ламінарний зсувний шар розривається на окремі вихрові кільця. У цих вихрових кільцях незабаром розвивається азимутальна нестійкість, вони втрачають осесиметричну форму і руйнуються турбулентністю. Цей процес демонструє рисунок 8 на якому зображено ізоповерхню  $Q$ . Видно, як ламінарний зсувний шар, що відірвався, скручується у вихрові кільця, які потім зносяться в турбулентну частину сліду і руйнуються.

В роботі показано частотний спектр коефіцієнта опору  $C_x$ . Виразно видно домінуючу частоту 0.196, яка відповідає частоті скидання вихорів. Для того, щоб ідентифікувати коливання, викликані нестійкістю Кельвіна-Гельмгольца, була вибрана точка у безпосередній близькості до сфери, в якій проводилася реєстрація

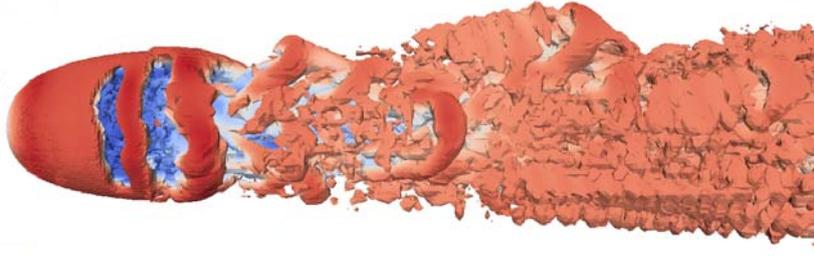


Рис. 8: Ізоповерхня  $Q = 0.0001$  при  $Re = 10^4$

швидкості. В роботі показано частотний спектр коливань швидкості  $u_x$ . Видно домінуючу частоту 1.94, яка і відповідає нестійкості зсувного шару.

З чисельного розв'язку відповідної задачі гідромеханіки ми маємо розподіл тиску на поверхні сфери, який періодично змінюється у часі. Ці пульсації тиску на поверхні сфери збуджують звукові коливання в довкіллі. Розв'язок акустичної задачі для такого сферичного випромінювача має вигляд

$$p(r, \theta, \varphi, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\omega t} p_n(r, \theta, \varphi), \quad (8)$$

де  $p_n(r, \theta, \varphi)$  може бути представлено у вигляді подвійного ряду:

$$p_n = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} h_l^1(k_n r) P_l^m(\cos\theta) [A_{lmn} \cos m\varphi + B_{lmn} \sin m\varphi], \quad (9)$$

$$h_l^1(k_n r) = \sqrt{\frac{\pi}{2k_n r}} H_{l+1/2}^{(1)}(k_n r). \quad (10)$$

Тут  $k_n = n\omega/c$  – хвильове число,  $c$  – швидкість звуку в середовищі,  $H_s^{(1)}$  – функція Ханкеля першого роду,  $P_l^m$  – приєднана функція Лежандра першого роду. Невідомі коефіцієнти визначаються в явному вигляді з граничної умови.

Відношення повної акустичної потужності генерованого звуку до потужності потоку, що набігає на сферу (ККД випромінювача), має порядок  $10^{-13}$ , а інтенсивність випромінюваного звуку (сила звуку) має порядок  $10^{-19} - 10^{-17}$ . Такі малі значення ККД випромінювача говорять про справедливість припущення про те, що зворотним впливом звуку на потік середовища можна знехтувати. Автоколивальний процес, що виникає при обтіканні сфери потоком при  $Re = 300$ , є акустичним джерелом дипольного типу. На рисунку 9 а зображено діаграму спрямованості для першої гармоніки  $p_1$ . Прямі лінії на рисунку показують напрям потоку і вісь діаграми спрямованості. Також, як і в задачі про обтікання циліндра в цій течії домінуючий вклад в звукове поле дає осциляція бічної сили, а не сили опору. Основна якісна відмінність звукового поля, що виникає при обтіканні циліндра, від звукового поля, що виникає при обтіканні сфери, полягає в наступному. При обтіканні циліндра в силу симетрії верхнього і нижнього вихорів, що зриваються, вісь діаграми спрямованості для  $p_1$  строго перпендикулярна напрямку потоку. При обтіканні сфери в ламінарному режимі (рисунки 7 та 8) така симетрія відсутня.

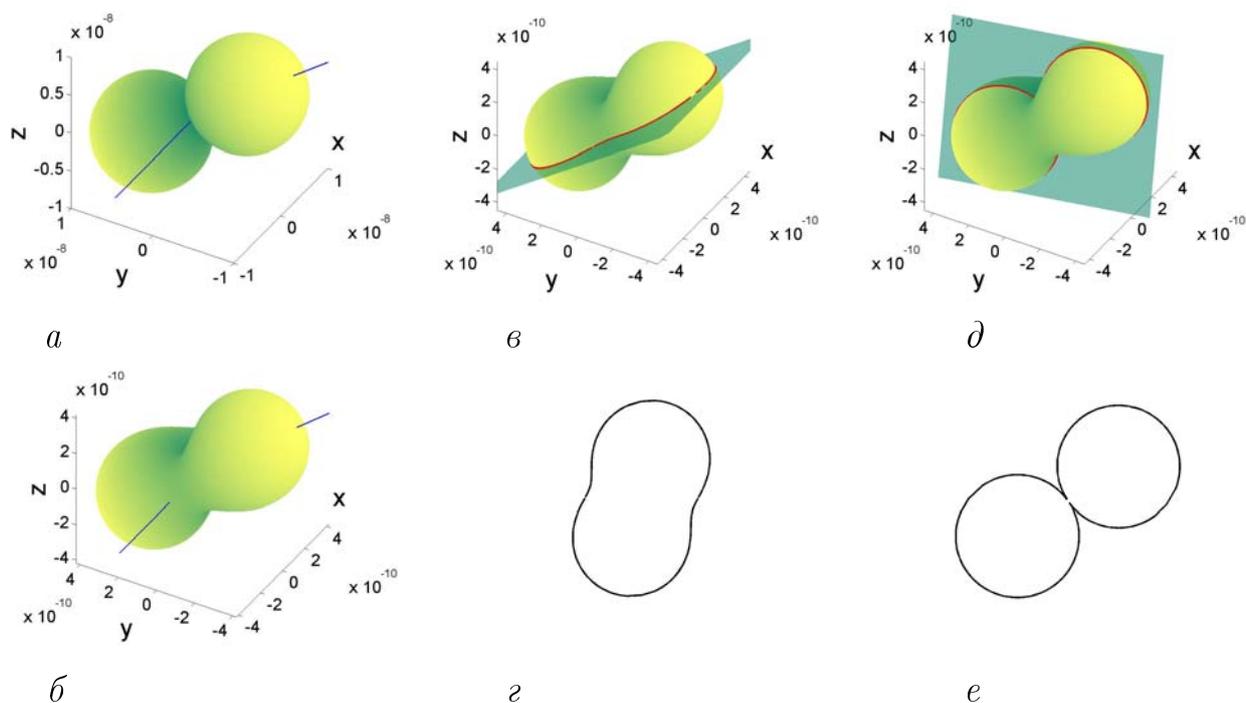


Рис. 9: Діаграма спрямованості при  $Re = 300$ : *a* – для першої гармоніки  $p_1$ , *б* – для другої гармоніки  $p_2$ , *в*, *г* – перетин площиною, що проходить через координатну вісь  $X$  і вісь діаграми спрямованості, *д*, *е* – перетин площиною, що проходить через вісь діаграми спрямованості і перпендикулярна площині, зображеній на рисунку *в*

Верхня і нижня частини вихрових петель, що по черзі зриваються, мають різну інтенсивність, а точки їх відриву розташовані несиметрично. Тому при обтіканні сфери вісь діаграми спрямованості для першої гармоніки  $p_1$  розташована не перпендикулярно до напрямку потоку, а під деяким кутом  $\alpha_1$ . Значення кутів  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  між напрямком потоку і осями діаграм спрямованості гармонік  $p_1$ ,  $p_2$ , відповідно, приймають такі значення  $\alpha_1 = 82.8^\circ$  і  $\alpha_2 = 75.6^\circ$  при  $Re = 300$ .

На рисунку 9 б зображена діаграма спрямованості для другої гармоніки  $p_2$ . Видно, що вона сильно відрізняється від діаграми спрямованості для другої гармоніки в задачі про обтікання циліндра. Якщо при обтіканні циліндра вісь  $p_2$  співпадала з напрямком потоку, то при обтіканні сфери в силу несиметричності вихрових петель, що по черзі зриваються, картина буде набагато складніша. На рисунку 9 в–е показано перерізи діаграми спрямованості двома перпендикулярними площинами, що проходять через вісь діаграми спрямованості. Видно, що звук випромінюється як у бічному напрямку (у площині симетрії течії), так і в напрямку потоку. В той же час у бічному напрямку перпендикулярному до площини симетрії течії акустичне випромінювання відсутнє. Іншими словами, гармоніка  $p_2$  викликана як осциляцією бічної сили, так і сили лобового опору. Слід відзначити, що із зростанням числа Рейнольдса вклад гармоніки  $p_2$  зростає. Якщо при  $Re = 300$  відношення амплітуд першої і другої гармонік складає 24.86, то при  $Re = 350$  відношення амплітуд вже складає 16.27, а при  $Re = 10^4$  - лише 8.34.

**Шостий розділ** присвячено дослідженню руху середовища в каналах зі στεнозами. Розглядається течія газу або рідини в плоскому каналі за наявності роз-

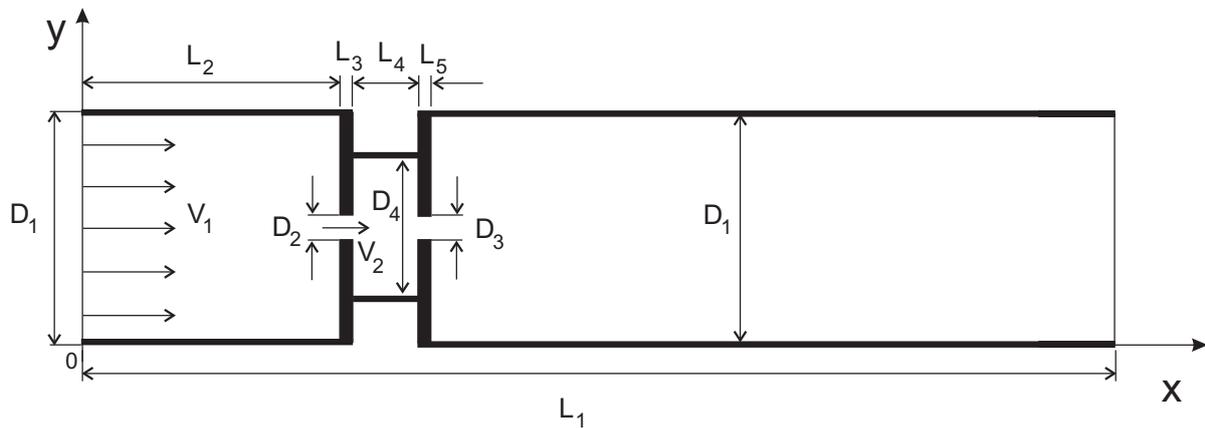


Рис. 10: Геометрія розрахункової області

ташованих один за одним двох перешкод у вигляді стенозів (рисунок 10). Число Рейнольдса визначається по довжині ніш, вздовж яких відбувається розвиток зсувного шару,  $Re = V_2 L_4 / \nu$ . Значення геометричних параметрів каналу при розрахунках не змінювалися, а значення числа Рейнольдса варіювалися в межах  $Re = 2088 - 10440$ .

На рисунку 11 а представлено картину поля завихреності при  $Re = 2088$ . Як видно, на поверхнях першого стенозу формуються два ламінарних примежових шари (верхній і нижній), які після відриву від стенозу стають по суті вільними зсувними шарами і далі зносяться течією в область між стенозами, весь час залишаючись на поверхнях струменя. При цьому, як показують отримані розрахункові дані, швидкість руху середовища у товщі зсувних шарів дуже нерівномірна. Так, по мірі просування від внутрішніх поверхонь зсувних шарів до їх зовнішніх поверхонь, вона знижується приблизно на порядок.

На шляху від лівого стенозу до правого зсувні шари дещо розширюються і тому загальна товщина струменя з зсувними шарами при підході до другого стенозу стає більше ширини його отвору. Це призводить до того, що кожен зсувний шар розрізається передніми кромками отвору другого стенозу на два шари – внутрішній і зовнішній. Внутрішні шари проходять через отвір другого стенозу і далі залишаються на поверхнях струменя в правій широкій частині каналу, а зовнішні шари завертають у верхню і нижню ніші і формують там дві основні циркуляційні течії (два вихори). Звернемо увагу на те, що ці вихори шаруваті. Особливо чітко це видно в районі внутрішніх стінок другого стенозу, де шар, що знаходиться ближче до стінки, має від'ємну завихреність, а шар над ним – додатну завихреність. Важливо відзначити, що обертаючись в нішах, ці два основних вихори переносять частину кінетичної енергії струменя з району входу її в отвір другого стенозу в район виходу струменя з першого стенозу (район кореня струменя). Таким чином, в міжстенозному просторі обидва основних вихори виконують роль своєрідного каналу зворотного зв'язку, коли частина енергії з виходу нелінійної динамічної системи, що розглядається, переноситься на її вхід. А як відомо з теорії автоколивань, наявність зворотного зв'язку в нелінійних системах створює передумови для виникнення в ній автоколивальних процесів. В даному випадку, при відносно низькій швидкості потоку, рівень енергії в каналі зворотного зв'язку недостатній,

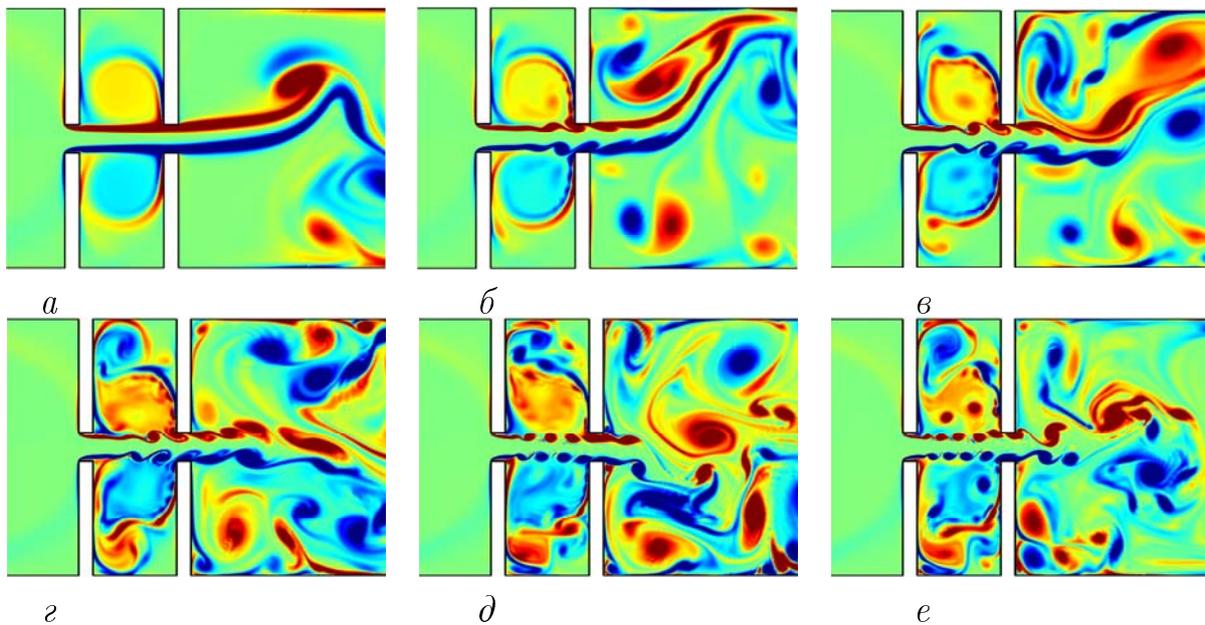


Рис. 11: Поле завихреності при:  $a - Re = 2088$ ,  $b - Re = 3132$ ,  $c - Re = 4176$ ,  $d - Re = 6264$ ,  $e - Re = 10440$

щоб чинити вплив на корінь струменя і тому ніяких автоколивань у системі не виникає. Збільшимо швидкість потоку до  $Re = 3132$ . На рисунку 11 б представлено поле завихреності. Тепер енергії в каналі зворотного зв'язку виявляється цілком достатньо, щоб впливати на форму струменя і на зсувний шар. Тут, починаючи приблизно з середини міжстенного простору, струмінь набуває звивистого характеру, а в зсувних шарах утворюється характерна послідовність вихорів. При цьому ряди вихорів у верхньому і нижньому зсувних шарах розташовуються один відносно одного в шаховому порядку. Набігаючи на отвір другого стенозу, ці ряди вихорів викликають несиметричні коливання вертикального профілю швидкості у вихідному перерізі. Таким чином, в даній гідродинамічній системі дійсно можуть виникати автоколивальні явища.

Аналізуючи дані, приведені на рисунках 11, можна відзначити ряд важливих властивостей, притаманних даній гідродинамічній системі. По-перше, автоколивання в системі виникають тільки після досягнення деякої порогової швидкості потоку, що загалом типово для усіх гідроаеродинамічних систем, в яких спостерігаються автоколивання. В нашій системі автоколивання починають виникати при значеннях Рейнольдса  $Re$ , що лежать між 2088 і 3132. По-друге, частота коливань збільшується із зростанням швидкості потоку. Дійсно, при  $Re = 3132$  число Струхаля  $St = L_4/(V_2T) = 2.58$ . При  $Re = 4176$  величина  $St = 2.77$ , а при  $Re = 6264$   $St = 3.08$ . Така закономірність пояснюється тією обставиною, що відстань між сусідніми вихорами в кожному з зсувних шарів слабо залежить від швидкості струменя в міжстенному просторі. Тому, збільшення швидкості потоку приводить до того, що вихори частіше стикаються з отвором другого стенозу і, отже, коливання профілю швидкості в отворі другого стенозу відбуваються швидше. По-третє, із зростанням швидкості потоку також зростає амплітуда коливань профілю швидкості, що цілком природно, оскільки росте кінетична енергія потоку. По-четверте, точка, де починають згортатися вихори в зсувних шарах, має тенденцію зміщу-

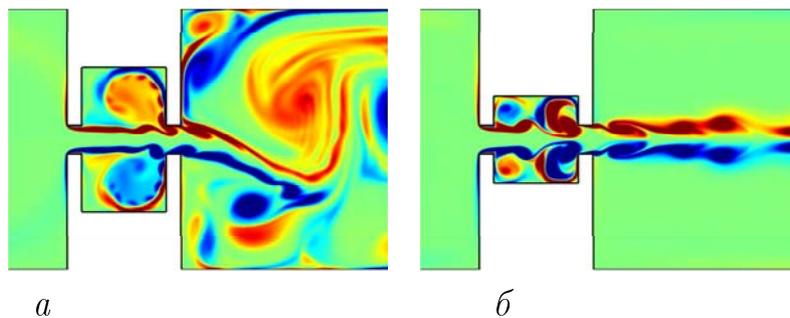


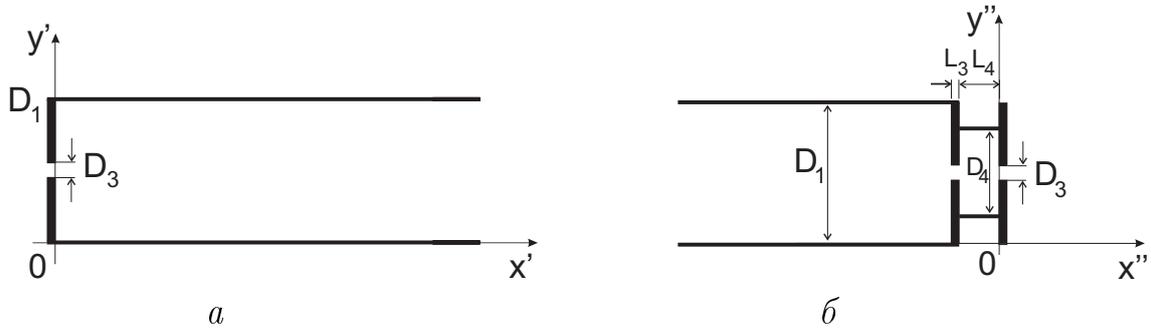
Рис. 12: Поле завихреності при  $Re = 3132$ : *a* – глибину міжстенозних ніш зменшено вдвічі, *б* – глибину міжстенозних ніш зменшено в чотири рази

ватися ближче до першого стенозу зі збільшенням швидкості потоку. Подальше збільшення швидкості  $Re = 8352$  призводить до того, що точка згортання вихорів в зсувному шарі зміщується до задньої кромки отвори першого стенозу. А відрив примежового шару, який утворюється на фронтальній поверхні першого стенозу, відбувається вже на передній кромці. Внаслідок цього збільшується число вихорів які уміщуються між стенозами, а розміри вихорів і відстані між сусідніми вихорами помітно зменшуються. Частота коливань профілю швидкості в отворі другого стенозу зростає, а число Струхаля набуває значення  $St = 3.73$ . Так само слід зазначити, що при більших швидкостях струмів у області між стенозами не встигає розширитися настільки, щоб зайняти повністю отвір другого стенозу. Тому напрямок руху струменя в каналі після другого стенозу чинить вплив і на напрямок струменя в області між стенозами. При подальшому збільшенні швидкості потоку описані вище закономірності руху потоку в міжстенозній області можуть не зберігатися. Характер руху потоку може виявитися нестабільним і включати декілька режимів, що чергуються з часом. Регулярність руху порушується і в міжстенозній області може навіть спостерігатись таке явище як "вихрова чехарда".

Окремо в роботі проведено аналіз особливостей течії для різної глибини міжстенозних ніш, тобто коли  $D_4 \neq D_1$  (рисунок 12). видно, що при зменшенні глибини міжстенозних ніш вдвічі ряди вихорів у верхньому і нижньому зсувних шарах розташовуються один відносно одного в шаховому порядку. А вже при зменшенні глибини міжстенозних ніш в чотири рази видно, що збурення струменя не призводять до втрати симетричності поля течії відносно осі. Послідовність вихорів, що генерується в зсувних шарах і набігає разом з потоком на отвір другого стенозу, залишається розташованою симетрично відносно осі потоку і викликає симетричні коливання вертикального профілю швидкості у вихідному отворі.

Наприкінці слід зазначити, що автоколивання профілю швидкості в отворі другого стенозу в принципі можуть служити джерелом звукових коливань в каналі.

**Сьомий розділ** присвячено дослідженню звукового поля, яке генерується потоком в каналі зі стенозами. Згідно з побудованим нами алгоритмом задача визначення характеристик звукового поля розділяється на два етапи. На першому етапі розглянуто гідродинамічну задачу. Результати розрахунків представлено в попередньому розділі. Тепер перейдемо до другого етапу розв'язку. У цьому Розділі розглядається акустична задача, що полягає у визначенні звукового поля,

Рис. 13: Геометрія: *a* – задачі 1, *б* – задачі 2

генерованого течією середовища в каналі з двома послідовно розташованими стенозами. Дійсно розподіл швидкості на вході в отвір другого стенозу  $u_1(y, t)$ , розрахований протягом одного періоду, можна трактувати як граничну умову при постановці акустичної задачі в області, що лежить вище по потоку від другого стенозу. І, відповідно розподіл швидкості на виході з отвору другого стенозу  $u_2(y, t)$  можна прийняти за граничну умову при постановці акустичної задачі в області, що лежить нижче по потоку від другого стенозу. Тоді розв'язання задачі про визначення звукового поля зводиться до розв'язання двох добре відомих плоских задач: акустичної задачі в плоскому напівнескінченному хвилеводі сталого перерізу (задача 1), на торці якого задано деякий розподіл подовжньої швидкості, що періодично змінюється, і аналогічної акустичної задачі в плоскому складеному хвилеводі (задача 2). Геометрія цих задач показана на рисунку 13.

В роботі побудовано аналітичні розв'язки обох акустичних задач. Розв'язок задачі 1 представлено у вигляді подвійного ряду Фур'є:

$$\phi = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_{nm} e^{i(\gamma_{nm}^{(1)} x' - n\omega t)} \alpha_m^{(1)}(y'), \quad (11)$$

де

$$\alpha_m^{(1)}(y') = \cos \frac{\pi m y'}{D_1}, \quad \gamma_{nm}^{(1)} = \sqrt{n^2 k^2 - \frac{\pi^2 m^2}{D_1^2}}, \quad (12)$$

де  $A_{nm}$  – невідомі сталі коефіцієнти, які знаходяться в явному вигляді з граничних умов.

Для розв'язання задачі 2 було використано метод часткових областей. Область задачі 2 (рисунок 13 б) було розділено на три області (два прямокутники і одну напівнескінченну смугу). Розв'язки хвильового рівняння в кожній з цих областей відомі. Невідомі коефіцієнти знаходяться з граничних умов і умов спряження полів на межах між областями. Задоволення цих умов приводить до нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь, яка розв'язувалась методом редукції.

На основі побудованих аналітичних розв'язків задач розраховано всі основні характеристики акустичного поля. Зокрема, представлено спектр коливань швидкості в отворі другого стенозу. Розрахункові дані добре узгоджуються з експериментальними. Розраховано амплітуди коливань величин  $\phi$ ,  $p$  і  $u_x$  для перших номерів частот  $n$  і номерів мод хвилевода  $m$ , що представляють біжучі хвилі. Представлені коливання профіля швидкості в обраних перерізах хвилеводів. Представлені

часові залежності коливальної швидкості в обраних точках спостереження. Розраховано амплітудний спектр часової залежності коливальної швидкості в обраних точках спостереження.

Для задачі 1 були встановлені наступні результати. Якщо число Рейнольдса менше деякого критичного значення, то в області з глибокими міжстенозними нішами ( $D_4 = D_1$ ), де вихори, генеровані у зсувних шарах, розташовуються у шаховому порядку, домінуючий вклад в дальнє звукове поле в каналі вносить хвиля з третьою частотою ( $n = 3$ ) і першою модою ( $m = 1$ ). При збільшенні швидкості потоку, коли число Рейнольдса перевищує деяке критичне значення, головний вклад в дальнє звукове поле в каналі вносить хвиля, що відповідає першій частоті і першій моді ( $n = 1, m = 1$ ).

В задачі 2 визначальний вклад в дальнє звукове поле вносять парні моди. При цьому міжстенозний об'єм і перший стеноз, крізь отвір якого хвилі проникають в напівнескінченний канал, грають роль фільтру, зменшуючи амплітуди непарних мод і збільшуючи амплітуди парних. При малих значеннях числа Рейнольдса домінуючий вклад в дальнє звукове поле вносить плоска хвиля ( $m = 0$ ) на другій частоті ( $n = 2$ ). При збільшенні швидкості потоку, тобто із зростанням числа Рейнольдса росте вклад другої моди ( $m = 2$ ), яка стає біжучою на четвертій частоті ( $n = 4$ ). При подальшому збільшенні швидкості потоку, коли число Рейнольдса перевищує деяке критичне значення, головний вклад в дальнє звукове поле вносить друга мода, яка стає біжучою вже на другій частоті ( $m = 2, n = 2$ ). Крім того, слід зазначити, що в певному діапазоні чисел Рейнольдса може виявитися, що істотний або навіть домінуючий вклад в звукове поле вноситимуть більш високі моди, які з'являються в якості біжучих хвиль на більш високих частотах (у розглянутому прикладі  $n = 9, m = 5$ ).

У області з мілкими міжстенозними нішами ( $D_4 = D_1/3$ ), де збурення в зсувних шарах будуть симетричними відносно осі каналу, домінуючий вклад в дальнє звукове поле в каналі вносить плоска хвиля ( $m = 0$ ), що поширюється на першій частоті ( $n = 1$ ). Вклад хвиль в дальнє звукове поле зменшується з номером частоти  $n$ .

Акустична ефективність області з мілкими міжстенозними нішами (де періодичні збурення потоку, що з'являються в міжстенозній області, будуть симетричними відносно осі каналу) буде приблизно на три порядки вище, ніж області з глибокими міжстенозними нішами (де вихори, що з'являються в міжстенозній області, розташовуються в шаховому порядку).

**Восьмий розділ** присвячено проблемам контролю випромінювання звуку потоком в нерегулярному каналі. Розглянуто методи управління потоком і випромінюваною їм звуковою енергією в нерегулярному каналі, що містить два звуження. Показано, що одним з ефективних методів є раціональний вибір геометрії області між звуженнями і розташуванням отворів звужень. Зокрема встановлено, що для зниження випромінюваної потоком звукової енергії необхідно збільшувати об'єм області між звуженнями і зміщувати отвори звужень відносно осі симетрії каналу. І, навпаки, для збільшення випромінюваної потоком звукової енергії необхідно зменшувати об'єм області між звуженнями.

## ВИСНОВКИ

Дисертаційна робота присвячена дослідженню процесів генерації звуку потоками, що набігають на тверді перешкоди. В роботі отримано такі наукові результати:

1. Побудовано алгоритм розв'язання задач про генерацію звуку потоками, що набігають на тверді тіла. Побудований алгоритм належить до числа гібридних методів, які дозволяють розкласти задачу про генерацію звуку потоком на два етапи. На першому етапі розраховується гідродинаміка потоку середовища, на другому етапі – характеристики акустичного поля, генерованого потоком. При чисельному моделюванні динаміки двовимірних течій рідини використовувалася техніка прямого чисельного моделювання. Необхідна точність розрахунків в розглянутому діапазоні чисел Рейнольдса досягалась шляхом поліпшення розрахунковою сітки. У випадку тривимірних течій методи DNS використовувалися тільки в ламінарних режимах течії. При турбулентних режимах ми використали метод великих вихорів (LES). Річ у тому, що тривимірні течії є на порядок вимогливішими до комп'ютерних ресурсів і, отже, досягти бажаної точності чисельного моделювання шляхом простого збільшення числа вузлів розрахункової сітки неможливо. Обчислення проводилися на кластерному суперкомп'ютері Скіт Інституту кібернетики НАН України. Для розпаралелювання обчислень використовувалась технологія MPI. Розпаралелювання проводилось за принципом геометричного паралелізму. При проведенні чисельних розрахунків використовувались обчислювальні процедури тулбокса з відкритим кодом OpenFOAM. На другому етапі побудованого нами гібридного алгоритму розв'язувались акустичні задачі. При розв'язанні акустичних задач будувались аналітичні розв'язки для відповідних граничних задач для хвильового рівняння.

2. Розв'язано задачу про генерацію еолових тонів, що виникають при обтіканні циліндра потоком. Цю задачу розв'язано в першу чергу з метою тестування побудованого чисельного алгоритму. Отримано основні гідродинамічні характеристики, у тому числі коефіцієнти лобового опору і підйомної сили, а також описано процес коливання у часі сил, прикладених до циліндра. Описано процес періодичної зміни у часі розподілу тиску на поверхні циліндра. Отримано значення числа Струхаля при різних значеннях числа Рейнольдса. Проведено порівняльний аналіз цих даних з теоретичними і експериментальними даними, отриманими іншими авторами. Встановлено, що побудований нами алгоритм чисельного розв'язання задачі дозволяє адекватно описати досліджувану течію в діапазоні  $50 \leq Re \leq 400$ , в якому реалізується режим течії з періодичним відривом вихорів за циліндром. На другому етапі, використовуючи дані про розподіл тиску на поверхні циліндра в якості граничної умови, розв'язано задачу про випромінювання звуку потоком, що набігає на циліндр. Дані чисельних розрахунків підтвердили правильність зроблених припущень. Зокрема показано, що повна акустична потужність еолового тону на вісім порядків менше потужності потоку, що набігає на циліндр. Отримано просторові розподіли звукового поля (діаграми спрямованості) при різних значеннях числа Рейнольдса. Показано, що вісь діаграми спрямованості першої гармоніки еолового тону ( $p_1$ ), збуджуваної коливаннями підйомної сили, розта-

шована перпендикулярно напрямку потоку, а вісь діаграми спрямованості другої гармоніки еолового тону ( $p_2$ ), що збуджується коливаннями сили лобового опору, співпадає з напрямком потоку. Встановлено, що  $p_2/p_1 \ll 1$ , проте із зростанням числа Рейнольдса відношення гармонік  $p_2/p_1$  зростає.

3. Розв'язано задачу про генерацію звуку (клинових тонів) затопленим струменем, що натікає на гострий клин. На першому етапі шляхом прямого чисельного моделювання нестационарної системи рівнянь Нав'є-Стокса розв'язано задачу гідродинаміки про натікання затопленого струменя, сформованого вузьким каналом (соплом), на гострий жорсткий клин. Описано основні гідродинамічні характеристики даної течії. Отримано і проаналізовано залежності полів завихреності і полів тиску від часу в течія перехідного процесу, що приводить до збудження поперечних коливань струменя. Досліджено також процес усталених автоколивань струменя. Зокрема встановлено, що впродовж перехідного процесу роль гідродинамічного каналу зворотного зв'язку виконують вихрові утворення, що виникли у момент первинного натікання струменя на клин, рухаються проти течії і притискаються до граней клину. Коли ж процес автоколивань встановився, гідродинамічний канал зворотного зв'язку формується за рахунок різниці тисків на гранях клину і періодичної зміни їх знаку, що викликає періодичний (знакозмінний) потік середовища з однієї грані клину на іншу грань і, як наслідок, періодичні поперечні коливання струменя. Отримано основні гідродинамічні характеристики, у тому числі коефіцієнти лобового опору і підйомної сили  $C_x$  і  $C_y$ , а також описано процес коливання у часі сил, прикладених до клину. Описано процес періодичної зміни в часі розподілу тиску на поверхні клину. Отримано значення числа Струхаля  $St$  при різних значеннях числа Рейнольдса  $Re$ . Порівняння теоретично оціненого, такого важливого інтегрального параметра, як частота автоколивань струменя, з експериментальним значенням частоти показує їх збіг. На другому етапі, використовуючи дані про розподіл тиску на поверхні клину в якості граничної умови, розв'язано акустичну задачу про випромінювання звуку затопленим струменем, що набігає на клин. Дані чисельних розрахунків підтвердили правильність зроблених припущень. Зокрема показано, що повна акустична потужність клинового тону на вісім порядків менше потужності струменя, що набігає на клин. Отримано просторові розподіли звукового поля (діаграми спрямованості) при різних значеннях числа Рейнольдса. Показано, що вісь діаграми спрямованості клинового тону  $p_1$ , збуджуваного коливаннями підйомної сили, розташована перпендикулярно до напрямку потоку, а вісь діаграми спрямованості клинового тону  $p_2$ , збуджуваного коливаннями сили лобового опору, співпадає з напрямком потоку. Встановлено, що  $p_2/p_1 \ll 1$ , проте із зростанням числа Рейнольдса відношення  $p_2/p_1$  зростає.

4. Чисельно розв'язано задачу про обтікання кругового циліндра з плоским спліттером, приєднаним з тильного боку циліндра. Описано змінювання полів завихреності і картин ліній струму протягом перехідного процесу формування і початку відриву вихорів за циліндром. Також описано процес усталених автоколивань потоку, викликаний періодичним зривом вихорів. Гідродинамічний канал зворотного зв'язку формується за рахунок різниці тисків на верхній і нижній поверхнях циліндра і спліттера і періодичної зміни її знаку, що і викликає періо-

дичний процес утворення і зриву вихорів. Приведено розрахункові дані основних характеристик течії для різних довжин спліттера, а також для випадку, коли спліттер повернуто під кутом до напрямку течії. Показано, що наявність спліттера, розташованого вздовж потоку, істотно знижує опір циліндра і амплітуду коливання сил, прикладених до нього. Причому із зростанням довжини спліттера середнє значення сили опору монотонно зменшується. В той час, як амплітуди коливання сил, прикладених до тіла, що обтікається, змінюються немонотонно. Показано також, що при повороті спліттера на порівняно невеликий кут  $\alpha = 20^\circ$  процес зриву вихорів з поверхні тіла також спостерігається, проте такий процес вже не буде строго регулярним і періодичним. Також слід зазначити, що періодична зміна тиску на сторонах циліндра і спліттера є джерелом звукових коливань дипольного типу, який неодноразово експериментально спостерігався багатьма дослідниками.

5. Розглянуто задачу обтікання сфери в широкому діапазоні значень числа Рейнольдса від ламінарного безвідривного режиму течії, до турбулентних режимів. Побудований в роботі чисельний алгоритм дозволив адекватно описати течію в усіх відомих докритичних режимах. Було показано хорошу відповідність отриманих нами результатів з результатами інших авторів. Також був визначений діапазон чисел Рейнольдса, в якому в потоці виникають автоколивання і, отже, такий потік може породжувати звук. Були описані як одночастотні, так і багаточастотні коливальні режими. Також було встановлено, що в ламінарному режимі течії амплітуда коливань бічної сили, прикладеної до сфери, приблизно в п'ять разів перевершує амплітуду коливань сили опору. Цей факт дозволяє припустити, що, як і у випадку обтікання кругового циліндра, основна частина акустичної енергії, генерованої потоком при обтіканні сфери, випромінюватиметься у бічному напрямку. При турбулентних режимах течії вихори, що зриваються, по формі близькі до вихрових кілець і, отже, ми маємо право очікувати, що основна частина акустичної енергії, генерованої потоком при обтіканні сфери, випромінюватиметься у напрямку потоку. Отримані діаграми спрямованості звукового поля. Знайдено діапазон чисел Рейнольдса, у якому сфера, що обтікається, випромінює як диполь. Показано, що вісь діаграми спрямованості розташована не перпендикулярно напрямку потоку, як у випадку обтікання кругового циліндра, а під деяким кутом нахилу. Цей ефект має місце через те, що вихрові петлі, які зриваються з поверхні сфери, не будуть антисиметричні, як у випадку обтікання циліндра. Для гармоніки  $p_2$  діаграма спрямованості має складніший вигляд, ніж в задачі про обтікання циліндра. Акустична енергія випромінюється як у бічному напрямку, так і у напрямку потоку.

6. Проведено пряме чисельне моделювання течії в'язкої нестисливої рідини в плоскому каналі за наявності розташованих один за одним двох стенозів. Отримано картини ліній струму і полів завихреності. Проаналізовано особливості руху середовища в таких каналах залежно від швидкості потоку. Встановлено, що при відносно малих числах Рейнольдса ( $Re \leq 2088$ ) течія рідини в області між стенозами стаціонарна і характеризується наявністю в міжстенозній області швидкісного струменя, що витікає з вхідного отвору першого стенозу і втікає в отвір

другого стенозу. При цьому на поверхнях струменя з'являються стійкі зсувні шари, утворені примежовими шарами, що сходять з передньої кромки отвору першого стенозу. Зсувні шари розщеплюються передніми кромками другого стенозу, внаслідок чого в нішах (вище і нижче струменя) утворюються циркуляційні рухи середовища, які переносять частину кінетичної енергії струменя назад до кореня струменя. Це перенесення енергії можна інтерпретувати як гідродинамічний канал зворотного зв'язку, що дозволяє викликати автоколивання в даній системі. Показано, що при збільшенні числа Рейнольдса, коли енергія в каналі зворотного зв'язку виявляється достатньою, циркуляційні рухи в нішах починають діяти на зсувні шари, внаслідок чого вони втрачають стійкість. Втрата стійкості обумовлює запуск процесу утворення в кожному зі зсувних шарів послідовного ряду вихорів, які розташовуються один відносно одного в шаховому порядку. Набігаючи на отвір другого стенозу, ці вихори викликають періодичні антисиметричні коливання профілю швидкості в отворі. Встановлено, що період коливань профілю швидкості на виході з отвору другого стенозу закономірно зменшується із зростанням швидкості потоку. З'ясовано, що при відносно високих швидкостях потоку ( $Re \geq 10440$ ) періодичний характер течії порушується. Автоколивання в системі перестають бути строго періодичними, тобто мати одну характерну частоту. При цьому спостерігаються різні режими течії, які довільно перемикаються між собою. В результаті цього автоколивання характеризуються не однією частотою, а рядом частот. Окремо розраховані і проаналізовані особливості руху середовища в залежності від ширини каналу в міжстенозній частині. Встановлено, що при досить малих числах Рейнольдса (у розглянутому прикладі  $Re = 3132$ ) і при досить вузькій міжстенозній частині каналу (у розглянутому прикладі ширина отвору і глибина міжстенозній порожнині співвідносилися як 1/1) в зсувних шарах в міжстенозній області будуть періодично в часі генеруватися вихрові структури симетричні відносно осі каналу. А, отже, і в коливаннях профілю швидкості в отворі другого стенозу домінуватиме симетрична частина. Також показано, що зі збільшенням ширини міжстенозній частини каналу картина течії принципово міняється. У зсувних шарах в міжстенозній області утворюються два ряди вихорів. Ці вихори розташовуються відносно один одного у шаховому порядку. Такі вихори, набігаючи на другий стеноз, викликають антисиметричні періодичні коливання профілю швидкості в отворі другого стенозу. Автоколивання профілю швидкості в отворі другого стенозу в принципі можуть служити джерелом звукових коливань в каналі.

7. Проведено розрахунок характеристик звукового поля, що породжується течією в каналі з двома послідовно розташованими стенозами. На основі результатів розв'язання відповідної гідродинамічної задачі, моделюється джерело акустичних коливань, що виникають у такій системі. Таким джерелом коливань буде періодичне збурення рідкого об'єму, поміщеного в отвір другого стенозу, вихорами, генерованими в міжстенозній області. Акустична задача розв'язується для двох областей: для однорідного плоского каналу, що знаходиться вниз за течією від другого стенозу (задача 1), а також для області з геометричними неоднорідностями, що знаходиться вгору по потоку від другого стенозу (задача 2). Для розв'я-

зання цієї задачі застосовується метод часткових областей. Для задачі 1 були встановлені наступні результати. Якщо число Рейнольдса менше деякого критичного значення, то в області з глибокими міжстенозними нішами ( $D_4 = D_1$ ), де вихори, генеровані в зсувних шарах, розташовуються в шаховому порядку, домінуючий вклад в дальнє звукове поле в каналі вносить хвиля з третьою частотою ( $n = 3$ ) і першою модою ( $m = 1$ ). При збільшенні швидкості потоку, коли число Рейнольдса перевищує деяке критичне значення, головний вклад у дальнє звукове поле в каналі вносить хвиля, що відповідає першій частоті і першій моді ( $n = 1$ ,  $m = 1$ ). В задачі 2 визначальний вклад в дальнє звукове поле вносять парні моди. При цьому міжстенозний об'єм і перший стеноз, крізь отвір якого хвилі проникають в область, розташовану вище по потоку від стенозів, грають роль фільтру, зменшуючи амплітуди непарних мод і збільшуючи амплітуди парних. При малих значеннях числа Рейнольдса домінуючий вклад в дальнє звукове поле вносить плоска хвиля ( $m = 0$ ) на другій частоті ( $n = 2$ ). При збільшенні швидкості потоку, тобто із зростанням числа Рейнольдса, росте вклад другої моди ( $m = 2$ ), яка стає біжучою на четвертій частоті ( $n = 4$ ). При подальшому збільшенні швидкості потоку, коли число Рейнольдса перевищує деяке критичне значення, головний вклад в дальнє звукове поле вносить друга мода, яка стає біжучою вже на другій частоті ( $m = 2$ ,  $n = 2$ ). Крім того, слід зазначити, що в певному діапазоні чисел Рейнольдса може виявитися, що істотний або навіть домінуючий вклад в звукове поле будуть вносити більш високі моди, які з'являються в якості біжучих хвиль на більш високих частотах (у розглянутому прикладі  $n = 9$   $m = 5$ ). В області з мілкими міжстенозними нішами, де збурення в зсувних шарах будуть симетричними відносно осі каналу, домінуючий вклад в дальнє звукове поле в каналі вносить плоска хвиля ( $m = 0$ ), що поширюється на першій частоті ( $n = 1$ ). Вклад хвиль в дальнє звукове поле зменшується з номером частоти  $n$ . Акустична ефективність області з мілкими міжстенозними нішами (де періодичні збурення потоку, що з'являються в міжстенозній області, будуть симетричними відносно осі каналу) буде приблизно на три порядки вище, ніж області з глибокими міжстенозними нішами (де вихори, що з'являються в міжстенозній області, шикуються у шаховому порядку).

8. Розглянуто методи управління потоком і випромінюваною їм звуковою енергією в нерегулярному каналі, що містить два звуження. Показано, що одним з ефективних методів є раціональний вибір геометрії області між звуженнями і розташуванням отворів звужень. Зокрема встановлено, що для зниження випромінюваної потоком звукової енергії необхідно збільшувати об'єм області між звуженнями і зміщувати отвори звужень відносно осі симетрії каналу. І, навпаки, для збільшення випромінюваної потоком звукової енергії необхідно зменшувати об'єм області між звуженнями. Проведений якісний аналіз дає важливу інформацію для організації обчислювальних процедур, що забезпечують отримання кількісних оцінок характеристик звукового поля.

## СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

*Публікації у наукових фахових виданнях України.*

1. Гомилко А. М., Малюга В. С., Мелешко В. В., Вербрюгген М. Обтекание системы кольцевых дисков потоком Стокса. *Прикл. гідромех.* Т. 3(74), № 1. 2001. С. 20–27.
2. Вовк И. В., Гринченко В. Т., Малюга В. С. Особенности движения среды в каналах со стенозами. *Прикл. гідромех.* Т. 11, № 4. 2009. С. 17–30.
3. Вовк И. В., Малюга В. С. Численное моделирование течения в канале с двумя последовательными сужениями (стенозами). *Допов. НАНУ.* № 4. 2010. С. 53–58.
4. Малюга В. С. Численное исследование течения в канале с двумя последовательно расположенными стенозами. Алгоритм решения. *Прикл. гідромех.* Т. 12, № 4. 2010. С. 45–62.
5. Вовк И. В., Малюга В. С. Об одном методе оценки звукового поля эоловых тонов. *Акуст. вісн.* Т. 13, № 2. 2010. С. 3–19.
6. Малюга В. С. Численный расчет акустического поля эоловых тонов. *Допов. НАНУ.* № 9. 2011. С. 56–61.
7. Вовк И. В., Малюга В. С. Звуковое поле, генерируемое потоком в канале со стенозами. *Прикл. гідромех.* Т. 14, № 1. 2012. С. 23–48.
8. Голіченко О. Л., Малюга В. С., Мелешко В. В. Асимптотична поведінка коефіцієнтів розв'язку задачі стаціонарної Стоксової течії в скінченному циліндрі. *Вісн. КНУ. Серія фіз-мат. науки.* № 1. 2012. С. 61–64.
9. Вовк І. В., Малюга В. С. Обтікання сфери в'язкою нестисливою рідиною. *Вісн. КНУ. Серія фіз-мат. науки.* № 3. 2013. С. 102–105.
10. Малюга В. С. Численное моделирование обтекания сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости. *Прикл. гідромех.* Т. 15, № 3. 2013. С. 43–67.
11. Голіченко О. Л., Малюга В. С. Рух рідини в скінченному, круговому циліндрі. *Вісн. КНУ. Серія фіз-мат. наук.* № 2. 2013. С. 51–56.
12. Малюга В. С. Генерация звука потоком, обтекающим сферу. *Доп. НАНУ.* № 11. 2014. С. 46–52.
13. Вовк И. В., Малюга В. С. Контроль излучения звука потоком в нерегулярном канале. *Доп. НАНУ.* № 1. 2015. С. 50–55.
14. Голіченко О. Л., Малюга В. С. Особливості перемішування рідини в скінченному циліндрі. *Вісн. КНУ. Серія фіз-мат. наук.* № 2. 2015. С. 55–60.
15. Вовк І. В., Гринченко В. Т., Малюга В. С. Автоколебання струменя, що натікає на клин. Механізм виникнення зворотного зв'язку. *Нелінійні коливання.* Т. 18, № 3. 2015. С. 323–331.
16. Вовк И. В., Малюга В. С. Генерация автоколебаний струи, натекающей на клин. *Доп. НАНУ.* № 12. 2015. С. 41–48.
17. Малюга В. С. Характеристики звукового поля, що генерується при обтіканні сфери. *Вісн. КНУ. Серія фіз-мат. науки.* № 4. 2015. С. 87–92.
18. Вовк И. В., Малюга В. С. Генерация автоколебаний при обтекании цилиндра с плоским сплиттером. *Доп. НАНУ.* № 11. 2017. Р. 30–36.

*Публікації у наукових періодичних виданнях інших держав та виданнях, які внесені до міжнародних наукометричних баз даних.*

19. Meleshko V. V., Malyuga V. S., Gomilko A. M. Steady Stokes flow in a finite cylinder. *Proc. R. Soc. Lond. A*. V. 456. 2000. P. 1741–1758

20. Malyuga V. S., Meleshko V. V., Speetjens M. F. M., Clercx H. J. H., van Heijst G. J. F. Mixing in the Stokes flow in a cylindrical container. *Proc. R. Soc. Lond. A*. V. 458. 2002. P. 1867–1885.

21. Gomilko A. M., Malyuga V. S., Meleshko V. V. On steady Stokes flow in a trihedral rectangular corner. *J. Fluid Mech.* V. 476. 2003. P. 159–177.

22. Malyuga V. S. Viscous eddies in a circular cone. *J. Fluid Mech.* V. 522. 2005. P. 101–116.

23. Maire, O., Duchêne, J. C., Grémare, A., Malyuga V. S., Meysman, F.J.R. A comparison of sediment reworking rates by the surface deposit-feeding bivalve *Abra ovata* during summertime and wintertime, with a comparison between two models of sediment reworking. *J. Exp. Marine Biol. Ecol.* V. 343. 2007. P. 21–36.

24. Meysman F. R. J., Malyuga V., Boudreau B. P., Middelburg J. J. The influence of porosity gradients on mixing coefficients in sediments. *Geochimica et Cosmochimica Acta*. V. 71. 2007. P. 961–973.

25. Meysman F. R. J., Malyuga V., Boudreau B. P., Middelburg J. J. Quantifying particle dispersal in aquatic sediments at short time scales: model selection. *Aquatic Biol.* V. 2. 2008. P. 239–254.

26. Meysman F. R. J., Malyuga V. S., Boudreau B. P., Middelburg J. J. A generalized stochastic approach to particle dispersal in soils and sediments. *Geochimica et Cosmochimica Acta*. V. 72. 2008. P. 3460–3478.

27. Krasnopolskaya T. S., Malyuga V. S., Golichenko O. L. Mixing and coherent structures in two and three dimensional containers. *Chaotic Modeling and Simulation (CMSIM)*. V. 3. 2013. P. 403–411.

28. Vovk I. V., Grinchenko V. T., Malyuga V. S. Self-induced oscillations of a jet flowing over the wedge. The mechanism of appearance of the feedback. *J. Math. Sci.* V. 220. 2017. P. 265–272.

*Інші публікації, матеріали конференцій та тези доповідей.*

29. Malyuga V. S., Gomilko A. M. Steady Stokes flow in a trihedral corner. In: Bajer K., Moffatt H.K. (eds) *Tubes, Sheets and Singularities in Fluid Dynamics. Fluid Mechanics and Its Applications*. Springer, Dordrecht. V. 71. 2001. P. 355–360.

30. Вовк І.В., Малюга В. С. Численне моделювання потоку в каналі з двома стенозами. Консонанс-2009, Праці акустичного симпозиуму. Київ. 2009. С. 122–127.

31. Вовк І. В., Малюга В. С. Возбуждення звуку при обтекании сфери. Консонанс-2013, Праці акустичного симпозиуму. Київ. 2013. Р. 65–70.

## АНОТАЦІЯ

Малюга В. С. Нестационарні задачі обтікання з урахуванням ефектів випромінювання звуку. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.02.05 «Механіка рідини, газу та плазми» - Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, 2018.

Дисертаційну роботу присвячено дослідженню процесів виникнення стійких автоколивань при взаємодії потоку з твердими тілами, а також дослідженню процесів випромінювання звуку потоком. В роботі детально описуються закономірності і механізми виникнення автоколивань і гідродинамічних каналів зворотних зв'язків, розраховуються характеристики звукових полів, що генеруються при натіканні потоку на тверде тіло. Проведено розробку математичних моделей і методів, що дають можливість кількісної оцінки енергетичних та просторових характеристик звукових полів, що виникають при обтіканні потоком твердих перешкод різних форм. Проведено розробку методів описання вихрових джерел звуку в зовнішніх потоках та в потоках в каналах складної геометрії. Проведено розробку техніки розрахунку звукових полів, що базується на сучасних підходах комп'ютерної механіки рідини і дає можливість проводити чисельні розрахунки на кластерних суперкомп'ютерах. Чисельні розрахунки проводились на кластерному суперкомп'ютері Skit, що знаходиться в Інституті кібернетики НАН України. З метою ілюстрації можливостей побудованого нами алгоритму розв'язано ряд задач, зокрема тривимірну задачу про генерацію звуку потоком при обтіканні сфери. Досліджено течію в'язкої нестисливої рідини в плоскому каналі за наявності в ньому розташованих один за одним двох стенозів (звужень). Описано процес генерації стійких автоколивань в міжстенозній області, що породжують звукове поле.

## АННОТАЦІЯ

Малюга В. С. Нестационарные задачи обтекания с учетом эффектов излучения звука. - Квалификационная научная работа на правах рукописи. Диссертация на соискание научной степени доктора физико-математических наук по специальности 01.02.05 «Механика жидкости, газа и плазмы» - Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, 2018.

Диссертационная работа посвящена исследованию процессов возникновения устойчивых автоколебаний при взаимодействии потока с твердыми телами, а также исследованию процессов излучения звука потоком. В работе детально описываются закономерности и механизмы возникновения автоколебаний и гидродинамических каналов обратных связей, рассчитываются характеристики звуковых полей, которые генерируются при набегании потока на твердое тело. Проведено разработку математических моделей и методов, которые дают возможность количественной оценки энергетических и пространственных характеристик звуковых полей, возникающих при обтекании потоком твердых преград разных форм. Проведено разработку методов описания вихревых источников звука во внешних потоках и в потоках в каналах сложной геометрии. Проведено разработку техники расчета звуковых полей, которая базируется на современных подходах компьютерной механики жидкости и дает возможность проводить численные расчеты на кластерных суперкомпьютерах. Численные расчеты проводились на кластерном суперкомпьютере Skit, который находится в Институте кибернетики НАН Украины. С целью иллюстрации возможностей построенного нами алгоритма решен ряд задач, в частности трехмерная задача о генерации звука потоком при обтекании

сферы. Исследовано течение вязкой несжимаемой жидкости в плоском канале при наличии в нем расположенных друг за другом двух стенозов (сужений). Описано процесс генерации устойчивых автоколебаний в межстенозной области, которые порождают звуковое поле.

## ABSTRACT

Malyuga V. S. Unsteady flow problems with allowance for effects of sound radiation.  
- Qualifying scientific work on the rights of manuscripts.

Thesis for the doctor's degree in physical and mathematical sciences in specialty 01.02.05 "Mechanics of fluid, gas and plasma Institute of Hydromechanics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2018.

The thesis is devoted to the study of the stable self-oscillations generation in the course of the interaction between the flow and solid bodies, as well as to the study of the sound radiation processes by the flow. The regularities and mechanisms of the self-oscillations generation and the hydrodynamic feedback channels are described in detail. The characteristics of the sound fields generated when the flow dashes against a solid body are estimated. The mathematical models and methods for accurate estimation of the energy and spatial characteristics of the sound fields generated when the flow interacts with solid obstacles of various forms are developed. We develop the methods for description of the vortex sound sources in both the external flows and the internal flows in channels of complex geometry. We also develop the technique for estimation of the sound fields generated by the flow. The technique is based on the modern approaches of computer fluid mechanics and allows us to perform numerical calculations at cluster supercomputers. The numerical calculations of this thesis were carried out at the cluster supercomputer Scit which is located at the Institute of Cybernetics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

The algorithm of solution of the formulated problems, which belongs to the class of hybrid methods, is constructed in this dissertation work. The hybrid methods allow us to decompose the problem of sound generation by a flow into two stages. At the first stage, the hydrodynamics of the medium flow is calculated, at the second stage the characteristics of the acoustic field generated by the flow are evaluated. For numerical simulation of dynamics of two-dimensional fluid flows we used the direct numerical simulation (DNS) technique. The required accuracy of calculations in the considered range of Reynolds number was achieved by improving the computational grid. In the case of three-dimensional flows, the DNS methods were used only in laminar flow regimes. In turbulent regimes, we used the LES technique. The reason is that the three-dimensional problems require an order of magnitude more computer resources and consequently it is impossible to achieve the required accuracy of numerical simulation by simply increasing the number of nodes in the computational grid. The MPI technology was used for parallel computing. The parallelization was carried out on the principle of geometry parallelism. When performing numerical calculations we used the computational procedures of the open source toolbox OpenFOAM. At the second stage of the constructed hybrid method the acoustic problems were solved. For this purpose, the analytical solutions of the acoustic problems were constructed.

For the purpose of verification of the constructed hybrid numerical algorithm we solved a number of problems. First, the sound field of the Aeolian tones was numerically calculated. Then, the problem of sound generation (wedge tones) by a submerged jet running against a sharp wedge was solved. And then the problem of the self-oscillations generation in the flow past a cylinder with a flat splitter attached to the rear side is solved. Since the vortex formation and shedding behind a cylinder or any other elongated bodies can lead to undesirable vibrations of the body and even to the destruction of structures, it is necessary to have possibility to control the process of vortex shedding, to have possibility to reduce the drag force value and the amplitude of variation of the forces applied to the body. One of the methods for controlling the flow is placement of a flat splitter behind the cylinder.

The problem of sound generation by the flow past a sphere is solved in the wide range of the Reynolds number from the laminar regime without separation to the turbulent regimes. Although the problem is three-dimensional, the modern methods of parallel computations at cluster supercomputers allow us to obtain adequate numerical solutions of the problem. At small Reynolds numbers the DNS technique is used, at large Reynolds numbers the technique of LES. The constructed numerical algorithm allowed us to adequately describe the flow in all known regimes. It was shown that our results are in good agreement with the experimental and computational results of others authors. The range of Reynolds numbers within which self-sustained oscillations arise in the flow and therefore the flow can generate sound was determined. It was found that in the laminar regime the amplitude of oscillation of the lateral force applied to the sphere is approximately five times greater than the amplitude of oscillation of the drag force.

The flow of viscous incompressible fluid in a plane duct with two stenoses (narrowing) located sequentially was studied on the basis of the numerical solution of the nonstationary Navier-Stokes equations. Nature of the flow in the region between the stenoses, depending on the Reynolds number, is analyzed. In particular, it was shown that in a certain range of Reynolds number the vortical structures appear in the shear layers between the jet and the cavities (niches) formed by the stenoses. As a result the stable periodic antisymmetric self-sustained oscillations of the velocity profile at the outlet of the opening of the second stenosis arise. These oscillations can fundamentally serve as a source of sound vibrations in the channel.

The problem of sound generation by the flow in a duct with two successive stenoses is considered. The method of partial domains was used for solution of this problem. The methods of controlling both the flow and the sound energy emitted by the flow in an irregular duct containing two stenoses are considered. It is shown that one of the effective methods is the rational choice of the domain geometry between the stenoses and the location of apertures of the stenoses.