

УДК 532.517

ПОЛЕ ШВИДКОСТІ У СЕРЕДИННОМУ ПЕРЕРІЗІ НАПІВСФЕРИЧНОЇ ЛУНКИ

В. А. ВОСКОБІЙНИК*, А. В. ВОСКОБІЙНИК*,
О. А. ВОСКОВОЙНИК*, В. М. ТУРИК**

*Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна

**Національний технічний університет України "КПІ", Київ, Україна

email: vlad.vsk@gmail.com

Отримано 05.08.2014

У роботі наведені результати експериментальних досліджень особливостей формування вихрових структур усередині напівсферичної лунки на гідравлічно гладкій плоскій поверхні та поля швидкості, яке вони генерують. Експерименти проводились в аеродинамічній трубці та гідродинамічному лотку за допомогою візуалізації течії і вимірювання швидкості дротяними й плівковими термоанемометрами. Візуалізація димом, контрастними барвниками та водорозчинними покриттями показала, що усередині лунки генеруються квазістійка великомасштабна вихрова структура та дрібномасштабні вихори, які викидаються назовні з лунки. Ці вихрові структури зароджуються із циркуляційної течії усередині лунки та зсувного шару, який утворюється під час відриву примежового шару з передньої стінки лунки. Вихрова течія усередині лунки обумовлює появу дискретних піків у частотних й хвильових спектрах швидкості на частотах низькочастотних коливань вихрової течії, на частотах обертання та викиду великомасштабної вихрової структури і на частотах автоколивань вихрових структур зсувного шару.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: напівсферична лунка, вихрова структура, поле швидкості, частотний та хвильовий спектр

В работе представлены результаты экспериментальных исследований особенностей формирования вихревых структур внутри полусферической лунки на гидравлически гладкой плоской поверхности и поля скорости, которое они генерируют. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе и гидродинамическом лотке посредством визуализации течения и измерения скорости проволочными и пленочными термоанемометрами. Визуализация димом, контрастными красителями и водорастворимыми покрытиями показала, что внутри лунки генерируются квазистойчивая крупномасштабная вихревая структура и мелкомасштабные вихри, которые выбрасываются наружу из лунки. Эти вихревые структуры зарождаются из циркуляционного течения внутри лунки и сдвигового слоя, который образуется при отрыве пограничного слоя с передней стенки лунки. Вихревое течение внутри лунки обуславливает появление дискретных пиков в частотных и волновых спектрах скорости на частотах низкочастотных колебаний вихревого течения, на частотах вращения и выброса крупномасштабной вихревой структуры и на частотах автоколебаний вихревых структур сдвигового слоя.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: полусферическая лунка, вихревая структура, поле скорости, частотный и волновой спектр

The results of experimental researches of features of forming of vortical structures inside a hemispheric dimple on a hydraulically smooth flat surface and velocity field, which they generate, are presented in paper. Experiments were conducted in a wind tunnel and hydrodynamic channel by means of flow visualization and hot-wire and hot-film velocity measurements. Visualization by smoke, contrasting dyes and water-soluble coatings showed, that inside the dimple a quasi-stable large-scale vortical structure and small-scale vortices which are break-up outside from the dimple are generated. These vortical structures are originated from a circulation flow inside the dimple and shear layer which is boundary layer separation from a front wall of the dimple. A vortical flow inside the dimple is stimulated by appearance of discrete peaks in the frequency and wave velocity spectra on frequencies of low-frequency fluctuations of vortical flow, on frequencies of rotation and break-up of large-scale vortical structure and on frequencies of auto-oscillations of vortical structures of shear layer.

KEY WORDS: hemispheric dimple, vortical structure, velocity field, frequency and wave spectrum

ВСТУП

Для керування примежовими шарами та відривними течіями з метою інтенсифікації процесів змішування і теплообміну у гідродинаміці та теплоенергетиці широко використовуються лункові поверхні. Це обумовлює потребу вивчення особливостей вихороутворення усередині заглиблень на обтічній поверхні, а також полів швидкості, температури та тиску, які вони генерують. В залежності від режимів течії та геометричних параметрів заглиблень усередині них формуються різномані-

тні за формою та інтенсивністю вихрові структури [1–3]. Генерація квазістійких когерентних вихрових структур лунками і траншейками дає можливість керувати примежовим шаром, що використовується під час створення засобів, які зменшують гідродинамічний опір, шум течії та вібрації обтічної поверхні [4–6]. Такі вихрові структури, разом з хаотичним або нестійким дрібномасштабним вихороутворенням усередині заглиблень, та їхній викид у зовнішню течію успішно використовуються в енергозберігаючих технологіях, де завдяки так званій "грі вихорів" [7–10] вдається значно інтенсифікувати процеси змішування рідини та збіль-

шити теплопереніс.

Коли потік відривається від переднього краю заглиблення через геометричний розрив поверхні обтікання, то над заглибленням утворюється зсувний шар, що є характерною особливістю течій у заглибленні. Нестійкість зсувного шару є визначальною характеристикою вихрової течії усередині заглиблень, яка призводить до осциляцій як у самому заглибленні, так і навколо нього. Через точку перегину у профілі швидкості зсувний шар стає чутливим до малих збурень завдяки механізму нестійкості Кельвіна-Гельмгольца. З віддаленням зсувного шару за потоком від переднього краю заглиблення процес селективного підсилення породжує хвилі нестійкості. Вони спочатку ростуть експоненціально зі збільшенням відстані за напрямком потоку. Їхні амплітуди збільшуються до таких величин, що нелінійні ефекти стають важливими [11–13]. Після цієї початкової стадії нелінійні ефекти переважають і зсувний шар, як часто спостерігається, згортається, формуючи когерентні великомасштабні поперечно орієнтовані вихори (наприклад, для прямокутного заглиблення). Хоча утворення таких структур не суттєво для розвитку осциляцій, вони дають необхідне дискретне збурення, яке стає достатнім для породження й збереження осциляцій [14, 15].

Під час взаємодії вихрових структур зсувного шару, які конвектують вздовж отвору заглиблення, з його кормовою стінкою генеруються інтенсивні осциляції течії. В результаті поле течії, яке представляє собою складну вихрову систему, залежить від умов і режиму набігаючого потоку, геометрії заглиблення, властивостей рідини, що формує зсувний шар, та внутрішніх полів течії в заглибленні. Течія над заглибленням приводить до широкого діапазону гідродинамічних явищ та створює низку проблем і задач, які важко розв'язувати в дослідженні та розумінні їх, а також під час контролю і керування ними. В стисливому потоці осциляції в заглибленні виникають з механізмом гідроакустичного резонансу. Він охоплює (1) підсилення збурень зсувним шаром, (2) генерацію акустичних хвиль під час взаємодії вихрових структур з кормовою стінкою заглиблення і, насамкінець, (3) розповсюдження угору за потоком та перетворення хвиль тиску у вихрові хвилі поблизу переднього краю заглиблення, найбільш чутливого до збурень, що, в свою чергу, породжує наступні нестійкості у зсувному шарі. Цей процес зворотного зв'язку призводить до резонансу та появи автоколивань. Такий тип течії відповідає моді зсувного шару, в якому резонансні частоти автоколивань знаходять за формулою Розіте [16]. В

нестисливих потоках механізм осциляцій в заглибленні традиційно описується, як резонансний [14]. Частота осциляцій, у першу чергу, визначається конвективною швидкістю вихорів у зсувному шарі. Остання, як відомо [17, 18], є функцією параметрів набігаючого примежового шару, шорсткості обтічної поверхні та залежить від режиму течії.

Додатково до осциляцій вихрової течії усередині заглиблень у моді зсувного шару спостерігається інша мода коливань, яка відома як слідна мода. Значно менше чисельних і фізичних досліджень виконано з вивчення цієї моди, хоча деяку увагу до неї було приділено (наприклад, роботи [19–21]). У цій моді процес осциляцій визначається відривом великомасштабного вихору з переднього краю, подібно до того, що спостерігається позаду погано обтічних тіл. У процесі формування вихору зовнішня течія проникає у заглиблення періодично та досягає його дна. У деякій точці вихор відривається від переднього краю, а згодом викидається назовні із заглиблення. Цей режим характеризується значним збільшенням опору. Слідна мода, яка відзначається періодичним сходом великого вихору з переднього краю заглиблення, який можна співставити з розмірами заглиблення, детально описана у роботі [21]. Автори знайшли, що перехід течії до слідної моди спостерігається з подовженням заглиблення та збільшенням чисел Маха і Рейнольдса. В результаті цього частота осциляцій вихрової течії усередині заглиблення та викиду її у примежовий шар зменшується, а амплітуда збільшується.

На реальних об'єктах і в експериментальних роботах заглиблення завжди мають кінцеві розміри. Тому в цих умовах слідна мода спостерігається рідко через тривимірність, яку обумовлено обмеженою геометрією заглиблення, або тривимірність, яка є неминучою особливістю турбулентної течії. Як показують результати чисельних досліджень у роботі [22], поле течії усередині заглиблення має тривимірну структуру, навіть за двовимірної геометрії заглиблення, хоча частоти коливань у чисельному моделюванні добре визначаються двовимірними моделями. Результати роботи [23] підтверджують існування значної взаємодії між зсувним шаром та тривимірною нестійкістю у реальних умовах. Тривимірне збурення діє на більшу частину зсувного шару, навіть за кормовою стінкою заглиблення. У відповідності до досліджень [23] слідна мода в однорідних прямокутних заглибленнях вироджується через дію тривимірних збурень. Пряме чисельне моделювання, яке виконано у роботі [21], показує перехід від моди зсувного шару для коротких заглиблень і низь-

ких чисел Маха до слідної моди для видовжених заглиблень та більш високих чисел Маха. Автори стверджують, що тривимірність грає ключову роль у подавленні слідної моди.

Мета представлених експериментальних досліджень – визначити особливості формування й розвитку когерентних вихрових структур, а також їхній вплив на просторово-часові характеристики поля швидкості у серединному перерізі напівсферичної лунки, яку зроблено на гідравлічно гладкій плоскій поверхні. Досліди проводилися в аеродинамічній трубі та гідродинамічному лотку для різних режимів течії над обтічною поверхнею пластини з локальною неоднорідністю за допомогою вимірювання поля швидкості дротяними і плівковими термоанемометрами.

1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИЙ СТЕНД І МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ

Експериментальні дослідження обтікання напівсферичної лунки на плоскій пластині проводилися в аеродинамічній трубі та гідродинамічному каналі. В експериментах використовувалася розроблена та виготовлена під керівництвом В.М. Турика (доцента кафедри "Прикладної гідроаеромеханіки та механотроніки" НТУУ "КПІ") аеродинамічна труба відкритого типу (рис. 1). Атмосферний тиск, температура і вологість повітря, що утворювало аеродинамічний потік у трубі, контролювалися у ході експериментів. Відхилення того чи іншого параметра враховувалися у поправкових коефіцієнтах під час калібрування або перевірки вимірювальних засобів. Воно враховувалося під час визначення чутливості первинних перетворювачів та їхніх амплітудно-частотних і фазових характеристик [24, 25].

Аеродинамічна труба колового перерізу діаметром 0.1 м була виготовлена з прозорого органічного скла і мала вимірювальну ділянку довжиною 0.7 м. На вході вимірювальної ділянки труби встановлювався забірник повітря довжиною близько 0.4 м, який було спрофільовано за законом лемніскати для того, щоб забезпечити безвідривний вхід повітряного потоку з досить рівномірним профілем швидкості. У кормовій частині вимірювальна ділянка з'єднувалася з прямолінійною частиною аеродинамічної труби того ж діаметру та довжиною, що перевищує 5 калібрів. Далі через дифузор й гумову вібродемпфуючу вставку вимірювальна ділянка з'єднувалася з усмоктувальним патрубком відцентрового вентилятора. Внутрішні поверхні труби не мали елементів, які виступають у потік, а сама вимірювальна ділянка труби від-

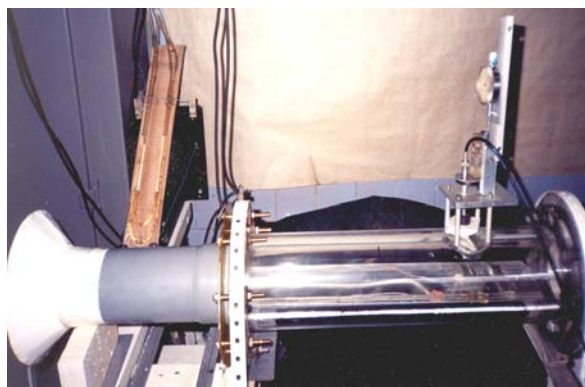


Рис. 1. Загальний вигляд аеродинамічної труби, координатного пристрою та вимірювальної апаратури

повідала вимогам гідравлічної гладкості.

Після монтажу аеродинамічної труби були проведені віброакустичні вимірювання з метою визначення джерел акустичних і вібраційних завад, з виявленням яких вони усувалися. Шум труби визначався за допомогою шумомірів типу 1768 фірми РФТ (Німеччина), а вібрації – віброакселерометрами типу 4374 фірми Брюль і К'єр (Данія) і п'єзокерамічними вібродатчиками, які було спеціально спроектовано і виготовлено для виконання такого класу робіт. Виготовлені датчики градуювалися на вібростенді типу 4808 фірми Брюль і К'єр. Всі вузли аеродинамічної труби були установлені на вібродемпфуючих амортизаторах. Використовувалися активні (динамічні) та пасивні методи зменшення акустичних і вібраційних перешкод.

У ході проведення досліджень використовувалися п'єзокерамічні віброакселерометри. Вібродатчики встановлювалися у серединному перерізі вимірювальної ділянки (прозора частина труби на рис. 1), а також на координатному пристрої, де кріпилися датчики швидкості. Контроль вібрацій проводився у трьох взаємно перпендикулярних площинах. Крім того, віброакселерометри встановлювалися з неробочої сторони вимірювальної пластини, в якій розташовувалася напівсферична лунка. На пластині також реєструвалися всі три компоненти вібрацій. Виміряні амплітудно-частотні та фазові характеристики вібрацій та шумів враховувалися під час коректування експериментальних результатів.

В осьовому перерізі вимірювальної ділянки аеродинамічної труби (рис. 1), в її горизонтальній площині вздовж поздовжньої вісі, монтувалася гідравлічно гладка пластина. Пластину було виготовлено з листового органічного скла довжиною 0.6 м, шириною 0.1 м і товщиною 0.004 м. Верх-

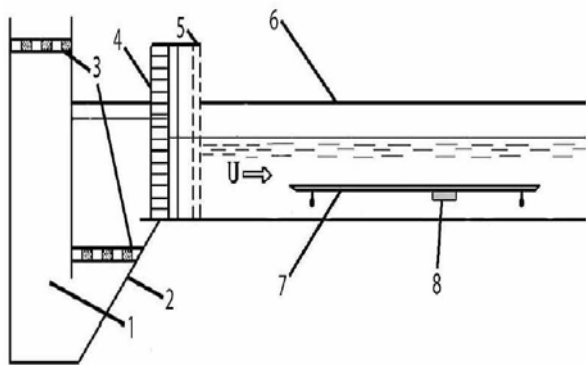


Рис. 2. Схема експериментальної установки гідродинамічного лотку

ня робоча поверхня пластини була гладкою, а на нижній (неробочій поверхні) розташовувалися ребра жорсткості, обтічник з лункою, віброакселерометри та підсилювачі разом з системою комунікацій до них. Через несиметричність обтікання верхньої і нижньої поверхні пластини було виготовлено несиметричну форму країв пластини (носового та кормового) у вигляді спряжених напівеліпсоїдів з відношенням півосей 0.001 м до 0.025 м з робочого боку пластини та 0.003 м до 0.04 м з протилежної. Розвиток примежового шару вздовж пластини був натуральним (без використання штучних турбулізаторів потоку). На відстані 0.5 м від переднього краю вимірювальної пластини була зроблена напівсферична лунка діаметром 0.02 м.

У верхній частині прозорої вимірювальної ділянки аеродинамічної труби (див. рис. 1) у спеціально зробленому люці встановлювався координатний пристрій, в якому через відповідні держачки та вузли кріплення фіксувалися дротяні термоанемометри типу 55R71 і 55R73 фірми Діза (Данія). Координатний пристрій забезпечував лінійне переміщення датчиків з кроком 10^{-5} м. Установлювання датчиків над досліджуваною поверхнею, а також розташування вимірювальної пластини контролювалося за допомогою лазерного променя. Промінь через систему дзеркал і розчіплювачів світлового променя спрямовувався за трьома координатними напрямками, де встановлювалося відповідне устаткування (пластина або датчик). Це дозволило добитися точності установлення цих засобів близько 10^{-5} м.

Експериментальні дослідження в аеродинамічній трубі проводилися з швидкостями потоку від 1.0 до 20 м/с (число Маха $M \ll 1$), яким відповідали числа Рейнольдса, що визначалися за швидкістю потоку (U) та відстані (X) від носка пластини



Рис. 3. Вимірювальна ділянка гідродинамічного лотку з лункою на пластині

до передньої стінки заглиблення ($Re_X = UX/\nu$, де ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості рідини), від $3 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^5$ і числа Рейнольдса, що визначені за діаметром (d) лунки ($Re_d = Ud/\nu$), від $1.3 \cdot 10^3$ до $2.6 \cdot 10^4$.

Експериментальні дослідження обтікання нестисливою рідиною напівсферичної лунки на плоскій пластині проводилися у гідродинамічному лотку (рис. 2) довжиною 16 м, шириною 1 м і глибиною 0.8 м. З метою проведення візуальних досліджень бокові стінки гідродинамічного лотку зроблені скляними. Вода у лотік подавалася через заспокійливу камеру (1) насосами. Із заспокійливої камери потік води проходив конфузний відсік (2) і решітки (3). Через хонейкомби (4) та турбулізуючі сітки (5) вода поступала на вхід гідродинамічного лотку (6). Вимірювальна ділянка (рис. 3), обладнана апаратурою й засобами реєстрації характеристик набігаючого потоку, координатними пристроями, розташовувалася на відстані 8.0 м від вхідної частини лотка. Координатний пристрій дозволяв переміщувати датчики у поздовжньому напрямку з шагом 10^{-4} м, в азимутальному – $5 \cdot 10^{-5}$ м і у вертикальному – 10^{-5} м.

Гідравлічно гладка пластина (7) з полірованою органічного скла товщиною 0.01 м, шириною 0.5 м і довжиною 2.2 м використовувалася в якості обтічної поверхні, в якій знаходилась локальна неоднорідність у вигляді напівсферичної лунки (8). Передній та кормовий край пластини були заокруглені. На бічних сторонах пластини розташовувалися кінцеві шайби (органічне скло товщиною 0.005 м і шириною 0.2 м). На відстані 0.8 м від носка пластини була зроблена напівсферична лунка діаметром $d = 0.1$ м (рис. 3).

Перед проведенням досліджень гідродинамі-

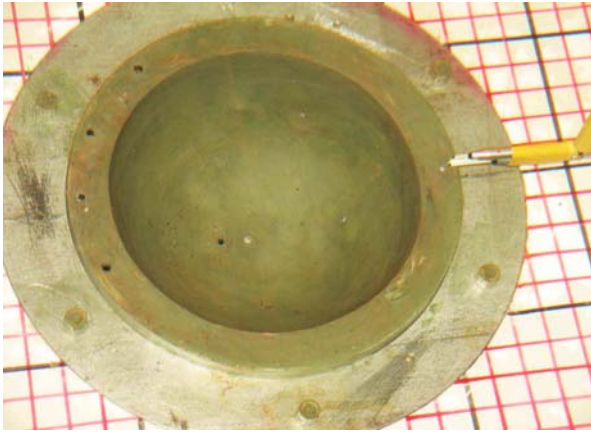


Рис. 4. Розташування кореляційного блоку термоанемометрів над напівсферичною лункою

чних характеристик течії були виконані віброакустичні вимірювання перешкод і вібрацій лотка й виявлено вплив їх на вимірювальні параметри. Для цього у потік води гідродинамічного лотка встановлювалися гідрофони типу 8103 фірми Брюль і К'єр, а на конструктивні елементи – віброакселерометри. Вимірювання також проводилися за умови відсутності швидкості течії, тобто тоді, коли лоток був тільки наповнений водою. Аналіз гідроакустичних і вібраційних перешкод за допомогою комплексу апаратури фірми Брюль і К'єр дозволив визначити джерела перешкод та провести заходи з їх усунення. Зокрема були зменшені шуми зливу води, які утворювали перешкоди акустичної та вібраційної природи. У результаті вдалося зменшити віброакустичні перешкоди на (20...30) дБ. Постійно проводився контроль температури повітря, атмосферного тиску, а датчики швидкості періодично повірялися.

Пластина з напівсферичною лункою встановлювалася у вимірювальній ділянці гідродинамічного лотка на висоті 0.1 м від його дна паралельно поверхні. Глибина потоку та його швидкість регулювалися за допомогою спеціального обладнання, яке дозволяло змінювати ці параметри. Під час проведення досліджень глибина потоку складала 0.4 м, а швидкість течії змінювалася від 0.02 до 0.5 м/с, якій відповідали числа Рейнольдса Re_x від $2 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^6$ і Re_d від $2 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^4$.

Згідно до розробленої програми та методики проведення експериментальних досліджень спочатку проводилися візуальні дослідження [26-28], визначалися характерні особливості вихрової течії в лунці та поблизу неї [29, 30], а згодом у цих місцях проводилися інструментальні дослідження з використанням відповідних датчиків, контрольно-

вимірювальної апаратури, устаткування обробки й аналізу експериментальних даних [26, 29, 31]. Для проведення візуалізації в аеродинамічній трубі використовувалися димові струмінці й смужки, а також дрібнодисперсна пудра, біла та чорна сажа. В гідродинамічному лотку в якості контрастної речовини використовувалися кольорові чорнила й барвники, а також контрастні змивні покриття та зважені частинки нейтральної або близької до нейтральної плавучості.

Під час вимірювань полів швидкості у гідродинамічному лотку використовувалися плівкові одно- або двокомпонентні термоанемометри фірми Діза. У дослідженнях термоанемометри застосовувалися як по одному на державці, так і у вигляді кореляційного блоку з двох датчиків, які знаходилися один над одним, як показано на рис. 4. Електричні сигнали від датчиків поступали на комплект апаратури фірми Діза, який забезпечував роботу термоанемометрів у режимі постійної температури. Усі датчики, незалежно від призначення та конструкції, калібрувалися й тестувалися абсолютними і відносними методами.

Сигнали датчиків оцифровувалися восьми або п'ятнадцяти каналними аналогово-цифровими перетворювачами (АЦП), які було встановлено у системні блоки персональних комп'ютерів. В дослідженнях застосовувалися перетворювачі фірми L-Card (12-бітове АЦП L-154 і 14-бітове АЦП E-14-440), а результати експериментів оброблялися за допомогою пакету прикладних програм математичного моделювання для вирішення технічних розрахунків OriginPro 9.0.

У ході проведення експериментальних досліджень похибка вимірювання осереднених значень поля швидкості не перевищувала 5%, а спектральних характеристик пульсацій швидкості – не більше 2 дБ у діапазоні частот від 0.02 до 1000 Гц з довірчою ймовірністю 0.95 або $\alpha\sigma$.

2. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Відомо, що поле пульсацій швидкості у примезових шарах і відривних течіях, які утворюються під час обтікання тіл різної конфігурації, є випадковим процесом як у просторі, так і у часі. Отримання інформації про фізичні явища, які формують такі процеси, може бути реалізовано завдяки застосуванню методів математичної статистики й теорії ймовірності. Для визначення властивостей випадкових процесів у загальному вигляді використовуються одномірні та багатомірні статистичні функції. Ці функції дозволяють судити як

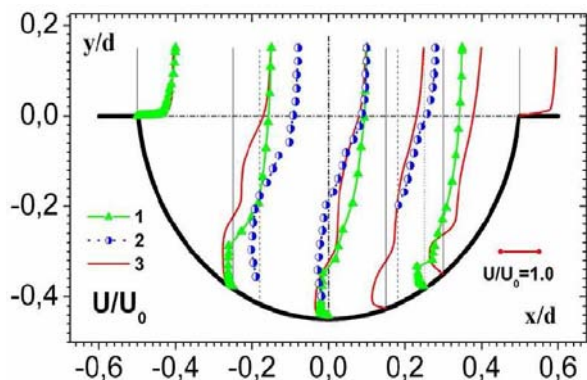


Рис. 5. Профілі осередненої поздовжньої швидкості

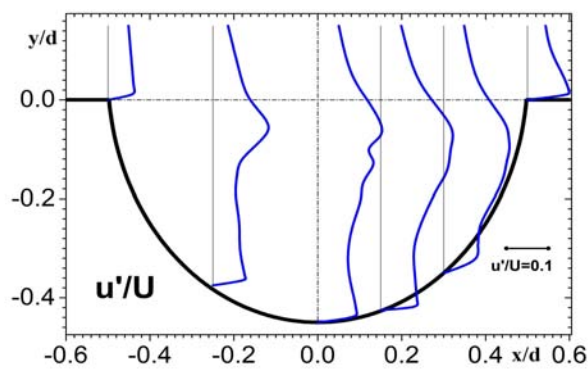


Рис. 6. Профілі пульсацій поздовжньої швидкості

про інтенсивність випадкового процесу, так і про його просторово-часові та частотно-хвильові характеристики [24, 26, 29, 31].

Вимірювання поля швидкості термоанемометрами дозволило отримати профілі осередненої швидкості та профілі середньоквадратичних значень пульсацій швидкості, які виміряні усередині напівсферичної лунки, а також над обтічною пластиною поблизу лунки. Характерною особливістю профілів швидкості усередині лунки є наявність вигинів і поява обернених течій у придонній області, зокрема, для перехідного і турбулентного режимів течії. Такі зміни у профілях засвідчують про наявність нестійкості у зсувних шарах та формуванні циркуляційної течії усередині лунки. Характерний приклад зміни профілю осередненої поздовжньої швидкості для турбулентного обтікання напівсферичної лунки наведено на рис. 5. Результати отримані для чисел Рейнольдса $Re_x = 4 \cdot 10^5$ і $Re_d = 5 \cdot 10^4$. В дослідженнях використовувалася декартова система координат з початком координат у центрі напівсферичної лунки на рівні поверхні пластины. На рис. 5, окрім наших результатів, для співставлення показані дані експериментальних досліджень, які проведено у роботах [32] (крива 1) і [33] (крива 2) для турбулентного обтікання глибоких лунок за порівняльних чисел Рейнольдса. Необхідно відмітити, що досліджувані перерізи незначно відрізняються одні від інших, що видно на рис. 5, але характер зміни кривих та їхні амплітудні значення в цілому непогано співпадають.

У примежовому шарі над пластиною спостерігаються області прискорення та гальмування набігаючого потоку, які чергуються, що обумовлено впливом лунки на примежовий шар. У передній частині лунки, де потік прямує усередину лунки, має місце прискорення потоку, а перед кормовою її стінкою гальмування потоку. В перерізі, що про-

ходить через поздовжню координату $x/d = 0.13$ серединного перерізу лунки, середня поздовжня швидкість у примежовому шарі досягає найбільшого значення. Усередині лунки ближче до її придонної області відмічається зменшення середньої поздовжньої швидкості, а також зміна напрямку вектора швидкості на протилежний. Поблизу дна напівсферичної лунки формується зворотна течія, яка зароджується під час взаємодії зсувного шару з кормовою стінкою лунки, і проходить вздовж її дна, утворюючи циркуляційну течію у вигляді квазістійкого великомасштабного вихору. На відміну від ламінарного обтікання, великомасштабний вихор заповнює собою всю придонну область лунки і має більший поперечний розмір. Ядро цього квазістійкого вихору розташовується над поверхнею лунки на віддаленні $y/d = -0.33$. Перегини у профілях осередненої швидкості нижче площини пластины віддзеркалюють області взаємодії вихрових структур зсувного шару з квазістійким великомасштабним вихором. З віддаленням до кормової стінки точки перегинів заглиблюються усередину лунки, характеризуючи те, що зсувний шар з наближенням до корми лунки збільшується.

Профілі середньоквадратичних значень пульсацій поздовжньої швидкості для $Re_x = 4 \cdot 10^5$ і $Re_d = 5 \cdot 10^4$ показані на рис. 6. Вони мають більше виразні перегини особливо у місцях спряження зсувного шару з великомасштабним вихором. Тут спостерігаються інтенсивні зсувні напруги, оскільки вони обумовлені значними поперечними градієнтами пульсацій поздовжньої швидкості. Максимальні рівні пульсацій швидкості усередині лунки мають місце поблизу кормової стінки, де відбувається взаємодія вихрових структур зсувного шару з поверхнею лунки. Мінімальні значення пульсацій швидкості спостерігаються у зоні, яка прилягає до ядра великомасштабного вихору. Над кор-

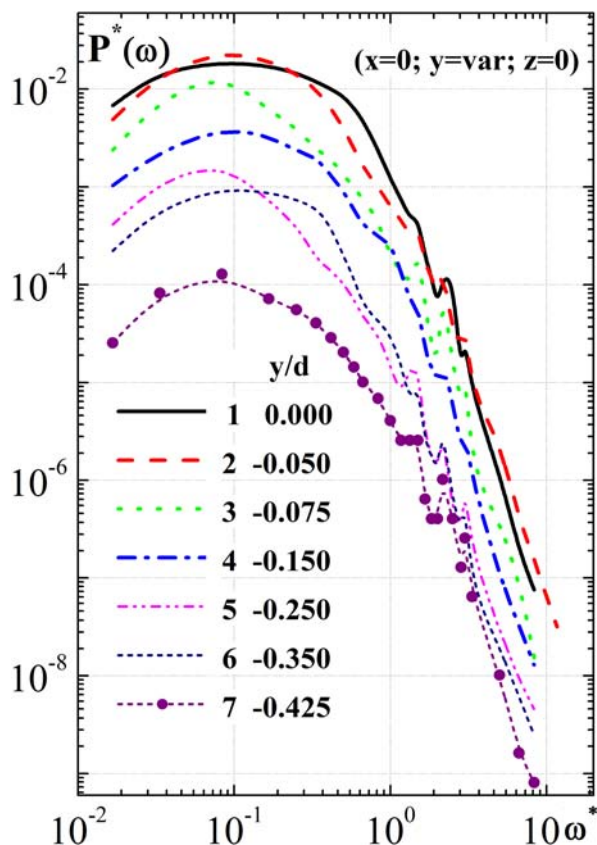


Рис. 7. Спектри швидкості у центральному перерізі лунки для $Re_x = 20000$

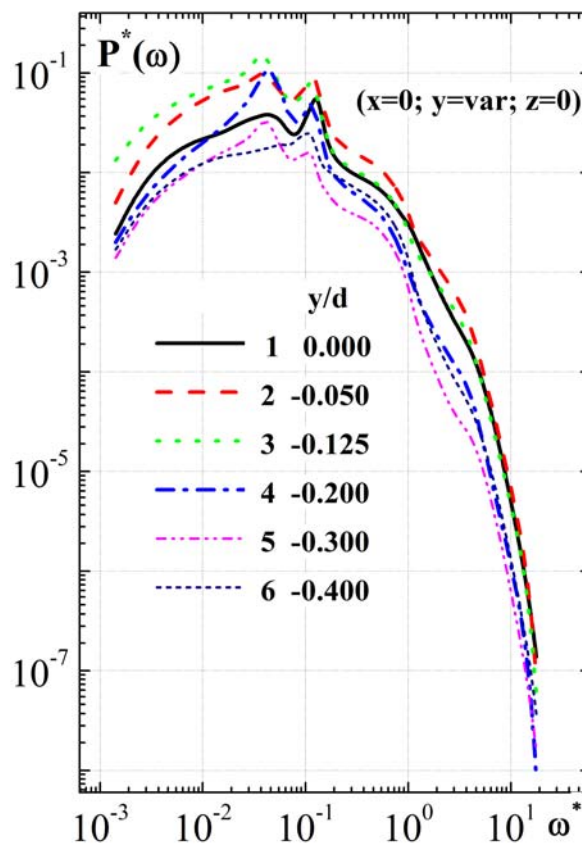


Рис. 8. Спектри швидкості у центральному перерізі лунки для $Re_x = 400000$

мовою стінкою лунки пульсації поздовжньої швидкості суттєво перевищують значення, які зафіксовано над передньою стінкою, на відміну від результатів, що отримані для течій з меншими швидкостями, де рівні пульсацій є порівняними [10, 20, 24].

Як показали результати, найбільші характерні зміни поля швидкості усередині лунки, які обумовлені вихровою течією, спостерігаються в області середнього перерізу лунки. Тому особливу увагу було приділено вимірюванням спектральних характеристик поля пульсацій швидкості саме в середньому перерізі лунки по її центру, тобто координати "x" і "z" були нульовими, а змінювалася лише поперечна координата "y".

Спектральні особливості поля пульсацій швидкості в частотному представленні досліджувалися у формі безрозмірних спектральних густин потужності у вигляді $P^*(\omega) = P(\omega)/(U\delta)$, які наводилися в залежності від безрозмірної частоти $\omega^* = 2\pi f\delta/U$. Для ламінарного режиму течії ($Re_x = 2 \cdot 10^4$ і $Re_d = 3 \cdot 10^3$) спектри представлені на рис. 7. Тут площа під кожною із кривих відповідає відно-

шенню квадратів осереднених значень пульсацій поздовжньої швидкості до швидкості течії. Крива 1 виміряна у точці $y/d=0$; крива 2 – $y/d = -0.05$; крива 3 – $y/d = -0.08$; крива 4 – $y/d = -0.15$; крива 5 – $y/d = -0.25$; крива 6 – $y/d = -0.35$ і крива 7 – $y/d = -0.43$. Низькочастотна частина спектру із заглибленням усередину лунки росте до відмітки $y/d = -0.25$, згодом спадає і знову росте, набуваючи найбільшого значення у місці розташування ядра великомасштабного вихору. Максимум питомого внеску у повну енергію поля пульсацій швидкості для перерізу $y/d = -0.25$ спостерігається на частоті $f \approx 6$ Гц ($\omega^* \approx 0.1$), а для перерізу $y/d = -0.43$ – $\omega^* \approx 0.2$ або $f \approx 12$ Гц.

На рис. 8 показані значення спектральних густин потужності пульсацій поздовжньої швидкості в середньому перерізі лунки по її глибині для турбулентного режиму течії ($Re_x = 4 \cdot 10^5$ і $Re_d = 5 \cdot 10^4$). Крива 1 відповідає вимірюванням у точці $y/d=0$; крива 2 – $y/d = -0.05$; крива 3 – $y/d = -0.13$; крива 4 – $y/d = -0.20$; крива 5 – $y/d = -0.30$ і крива 6 – $y/d = -0.40$. На рівні поверхні пластини ($y=0$) спектральна густина потужності

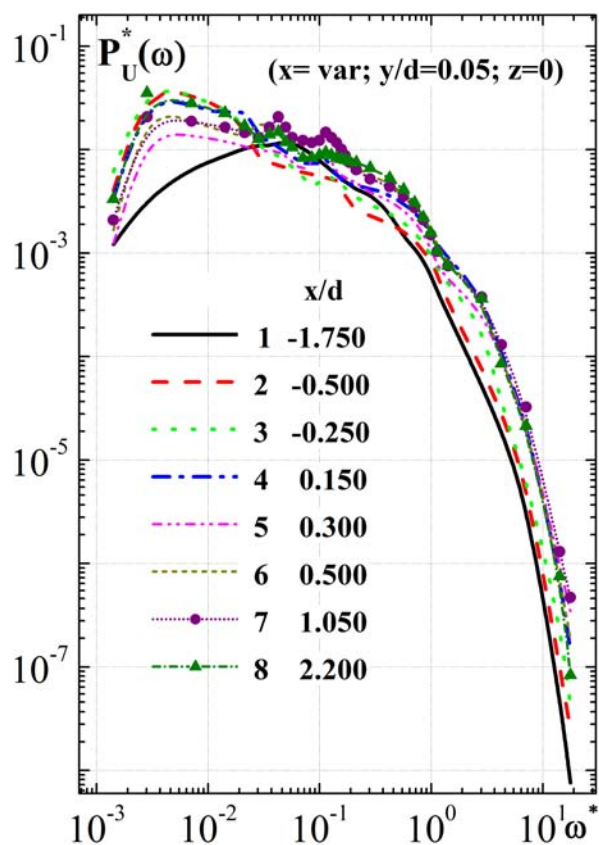
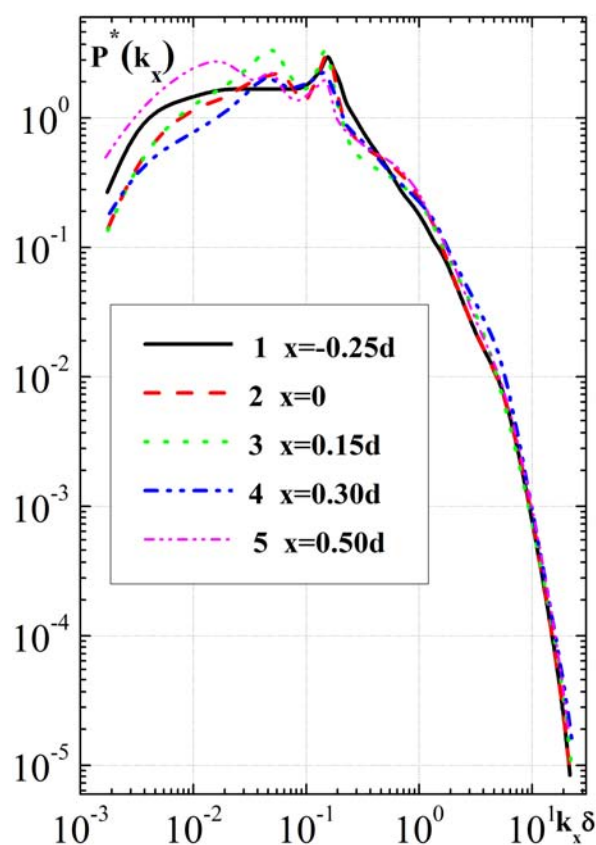
Рис. 9. Спектри швидкості у перерізі $y/d = 0.05$ 

Рис. 10. Хвильові спектри швидкості над лункою й пластиною

має два піки на частоті порядку 42 Гц ($\omega^* \approx 0.06$) та 82 Гц ($\omega^* \approx 0.11$), але переважає другий. З віддаленням углуб лунки відбувається перерозподіл енергії з високочастотної області у низькочастотну область. Найбільшого рівня спектральні потужності на низьких частотах набувають на глибині $y/d = -0.13$. З наближенням до місця розташування ядра квазістійкого великомасштабного вихору усередині лунки спостерігається зменшення високочастотної і низькочастотної частин спектру, але збільшується спектральні складові енергії у діапазоні частот, які відповідають раніше згаданім дискретним пікам у спектрах. Вимірювання спектрів у придонній області лунки показали відсутність дискретного піку на частотах (40...43) Гц, його зростання на частотах (80...85) Гц і особливо помітне зростання спектральних рівнів у частотному діапазоні $0.2 < \omega^* < 0.8$ або $140 \text{ Гц} < f < 560 \text{ Гц}$ ($0.18 < St = fd/U < 0.72$).

На рис. 9 показані зміни спектральних густин потужності пульсацій поздовжньої швидкості вздовж осі пластини з напівсферичною лункою на висоті $y = 0.29\delta$ або $0.05d$ над поверхнею пласти-

ни. Тут кривою 1 позначені результати для перерізу $x/d = -1.75$; кривою 2 – $x/d = -0.50$; кривою 3 – $x/d = -0.25$; кривою 4 – $x/d = 0.15$; кривою 5 – $x/d = 0.30$; кривою 6 – $x/d = 0.50$; кривою 7 – $x/d = 1.05$ і кривою 8 – $x/d = 2.20$. У відповідності з наведеними результатами вплив лунки на прирежовий шар не спостерігається тільки для одного вимірюваного перерізу вздовж поздовжньої координати – для $x/d = -1.75$ (крива 1). В області переднього краю лунки відмічається підвищення спектральних рівнів на дуже низьких частотах порядку (2...4) Гц або $\omega^* = (0.003...0.005)$. Таке низькочастотне наповнювання спектру спостерігається над усією передньою частиною лунки, але амплітуда низькочастотних пульсацій з віддаленням від переднього краю лунки зменшується, а високочастотних – навпаки збільшується. Подібні зміни характеру спектральних густин прослідковуються майже до кормового краю лунки. В області сліду лунки над поверхнею пластини знову реєструється зростання низькочастотних і падіння високочастотних компонент спектру. З просуванням над пластиною від переднього краю лунки до її кормової

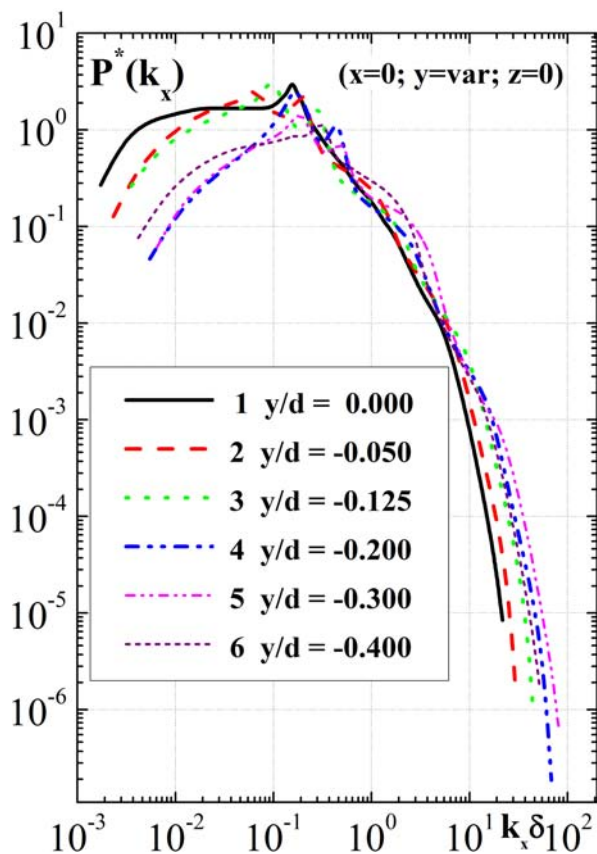


Рис. 11. Хвильові спектри швидкості у центральному перерізі лунки

частини збільшуються спектральні рівні на частотах (80...85) Гц або $\omega^*=(0.1...0.11)$, які відповідають області дискретного піку в спектрах усередині лунки. З віддаленням униз за потоком більше двох калібрів лунки спектр пульсацій швидкості не має дискретного піку на цій частоті.

Застосовуючи гіпотезу замороженої турбулентності Тейлора, спектральні залежності, які визначено у частотному представленні, були перебудовані у хвильовому просторі. Для цього використовувалося припущення, що вихрові структури визначеного масштабу або ті, що мають відповідне хвильове число, які співвідносяться як $k = 2\pi/\lambda$, у прилежовому шарі переносяться зі швидкостями, рівними середнім значенням місцевої швидкості, яку визначено з виміряних профілів швидкості.

На рис. 10 представлені хвильові спектри пульсацій поздовжньої швидкості, які зареєстровано в осьовому перерізі пластини та лунки з координатою $z=0$ для їхнього турбулентного обтікання. Нормовані хвильові спектральні густини потужності визначалися як $P^*(k_x) = P(\omega)k_x\delta/(\overline{u'})^2$, де $k_x = \omega/\overline{U}$. На цьому рисунку перші чотири кри-

ві виміряні у площині пластини, тобто $y=0$, а п'ята крива – над пластиною на відстані $y=0.025d$. Крива 1 відповідає вимірювальній точці з координатою $x/d = -0.25$; крива 2 – $x=0$; крива 3 – $x/d=0.15$; крива 4 – $x/d=0.30$ і крива 5 – $x/d=0.50$. У передній частині лунки має місце один дискретний пік спектру на поздовжньому хвильовому числі $k_x \approx 0.15\delta$, амплітуда якого зменшується з просуванням униз за потоком у напрямку до кормової стінки лунки. В осьовому перерізі лунки ($x=0$) у спектральних кривих спостерігається ще один достатньо виразний пік на хвильовому числі $k_x \approx 0.05\delta$, який має максимум у перерізі $x=0.15d$. І, насамкінець, над кормовим краєм лунки відмічається третій дискретний пік спектральних рівнів для малого хвильового числа $k_x \approx 0.015\delta$. Найбільший внесок в енергію поля пульсацій швидкості для усіх досліджуваних перерізів уздовж поздовжньої координати спостерігається на хвильовому числі $k_x\delta \approx 0.15$.

Хвильове представлення спектральних густин потужності пульсацій поздовжньої швидкості по глибині напівсферичної лунки показано на рис. 11. Дані, які наведено на цьому рисунку, отримані з результатів, що зображено на рис. 8, та перераховані для хвильових чисел. Позначення кривих на рис. 11 ідентичні тим, які приведено на рис. 8. Виявлено, що у хвильових спектрах у серединному перерізі напівсферичної лунки, яку обтікає турбулентний потік, спостерігаються дискретні піки на хвильових числах $k_x\delta \approx 0.015$, $k_x\delta \approx 0.05$ і $k_x\delta \approx 0.15$. Установлено, що із заглибленням усередину лунки по її центру хвильові спектри наповнюються високохвильовими компонентами. При цьому низькохвильові складові спектрів зменшуються. Найбільші рівні високохвильових і найменші рівні низькохвильових компонент спектру спостерігаються в області ядра квазістійкої великомасштабної вихрової структури.

ВИСНОВКИ

Результати експериментальних досліджень особливостей формування вихрових структур усередині напівсферичної лунки і полів швидкості у серединному перерізі лунки, які вони генерують, дозволили відмітити наступне:

1. Визначено, що загальними закономірностями зміни інтегральних характеристик поля швидкості є: по-перше, наявність областей збільшення та зменшення осереднених значень поздовжньої швидкості, що чередуються

та обумовлені впливом лунки на примезовий шар; по-друге, зростання середньої й пульсаційної складової швидкості з наближенням зсувного шару до кормової стінки лунки; по-третє, поява у придонній області лунки зворотної течії, яка зароджується у зоні взаємодії вихрових структур зсувного шару з кормовою стінкою лунки.

2. Установлено, що у спектральних залежностях у частотному та хвильовому представленнях з'являються дискретні складові, які відповідають низькочастотним коливанням вихрової течії усередині лунки, частоти яких складають число Струхалія 0.003. Крім того, у спектрах превають складові на частотах викидів вихрових структур назовні з лунок $St=(0.04\dots 0.06)$, частотах обертання циркуляційної течії усередині лунки, яка генерує великомасштабні когерентні вихрові структури, $St=(0.08\dots 0.18)$ і частотах, які відповідають зсувним модам автоколивань вихрових структур зсувного шару $St=(0.4\dots 0.5)$ (перша мода) і $St=(0.7\dots 1.0)$ (друга мода).
3. Показано, що усередині напівсферичної лунки зі збільшенням швидкості обтікання частотний діапазон енергонесучих вихрових структур розширюється як в область низьких, так і в область високих частот. Зі збільшенням швидкості обтікання найбільший вклад у повну енергію поля пульсацій швидкості вносять великомасштабні низькочастотні вихрові системи. У хвильових спектрах поля пульсацій швидкості у серединному перерізі напівсферичної лунки дискретні піки спостерігаються на поздовжніх хвильових числах $k_x \approx 0.015\delta$, $k_x \approx 0.05\delta$ і $k_x \approx 0.15\delta$.
1. Халатов А. А. Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок).– Киев: ИТТФ НАНУ, 2005.– 76 с.
2. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Корнев Н. В. Численное моделирование смерчевого теплообмена при обтекании поверхностей с лунками (состояние и перспективы) // VI минский межд. форум по теплообмену, ММФ 2008.– Минск, Беларусь.– 2008.– С. 1–9.
3. Гортъшов Ю. Ф., Попов И. А., Олимпиев В. В., Щелчков А. В., Каськов С. И. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования.– Казань: Центр инновационных технологий, 2009.– 532 с.
4. Isaev S., Voropaev G., Grinchenko V., Sudakov A., Voskoboynick V., Rozumnyuk N. Drag reduction of lifting surfaces at the use of oval dimples as

vortex generators // Abstract of the European Drag Reduction and Flow Control Meeting "EDRFCM 2010" 2-4 September, 2010.– Kyiv, Ukraine.– 2010.– P. 7–8.

5. Гринченко В. Т., Воропаев Г. А., Исаев С. А., Воскобойник В. А., Воскобойник А. А., Воскобойник А. В. Управление ламинарным пограничным слоем вихрями, генерируемыми овальной лункой // Вісник Донецького Університету, Сер. А: Природничі науки.– 2009.– Вип. 1.– С. 191–198.
6. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Кикнадзе Г. И. Сравнительный анализ вихревого теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки и двумерной траншеи на плоской стенке // ИФЖ.– 2005.– 78, № 4.– С. 117–128.
7. Isaev S. A., Kornev N. V., Leontiev A. I., Hassel E. Influence of the Reynolds number and the spherical dimple depth on turbulent heat transfer and hydraulic loss in a narrow channel // Int. J. Heat Mass Transfer.– 2010.– 53.– P. 178–197.
8. Халатов А. А., Коваленко Г. В., Терехов В. И. Режимы течения в единичном углублении, имеющем форму сферического сегмента // VI Минский межд. форум по теплообмену, ММФ 2008.– Минск, Беларусь.– 2008.– С. 1–10.
9. Кикнадзе Г. И., Гаччиладзе И. А., Олейников В. Г., Городков А. Ю. Самоорганизация смерчеобразных струй в потоках сплошной среды и технологии, сопровождающие это явление // Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках : Третья межд. конф.– Москва, Россия.– 2008.– С. 1–3.
10. Voropaev G. A., Voskoboynick V. A., Rozumnyuk N. V., Voskoboynick A. V. Vortical flow features in a hemispherical cavity on a flat plate // Turbulence and Shear Flow Phenomena, TSFP - 6 : VI-th Intern. Sympos., June 22-24, 2009: Papers.– Seoul, Korea.– 2009.– P. 563–568.
11. Sarohia V. Experimental investigations of oscillations in flows over shallow cavities // AIAA J.– 1977.– 15.– P. 984–991.
12. Voskoboynick V., Kornev N., Turnow J. Study of near wall coherent flow structures on dimpled surfaces using unsteady pressure measurements // Flow Turbulence Combust.– 2013.– 90, № 4.– P. 709–722.
13. de Vicente J., Basley J., Meseguer-Garrido F., Soria J., Theofilis V. Three-dimensional instabilities over a rectangular open cavity: from linear stability analysis to experimentation // J. Fluid Mech.– 2014.– 748.– P. 189–220.
14. Rockwell D., Naudascher E. Review - Self-Sustaining Oscillations of Flow past Cavities // J. Fluids Engineering.– 1978.– 100, № 2.– P. 152–165.
15. de Jong A., Bijl H. Corner-type plasma actuators for cavity flow-induced noise control // AIAA J.– 2014.– 52, № 1.– P. 33–42.
16. Rossiter J. E. Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // Aeronautical Research Council.– 1964.– Rep. Mem. № 3438.– P. 1–36.
17. Suponitsky V., Avital E., Gaster M. On three-dimensionality and control of incompressible cavity flow // Phys. Fluids.– 2005.– 17, № 10.– P. 104103–1–19.
18. Dix R. E., Bauer R. C. Experimental and predicted acoustic amplitudes in a rectangular cavity // AIAA Pap.– 2000.– № 472.– P. 1–18.
19. Gharib M., Roshko A. The effect of flow oscillations on cavity drag // J. Fluid Mech.– 1987.– 177.– P. 501–530.

20. *Bres G. A., Colonius T.* Three-dimensional instabilities in compressible flow over open cavities // *J. Fluid Mech.*– 2008.– **599**.– P. 309–339.
21. *Rowley C. W., Colonius T., Basu A. J.* On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities // *J. Fluid Mech.*– 2002.– **455**.– P. 315–346.
22. *Rizzetta D. P., Visbal M. R.* Large-eddy simulation of supersonic cavity flows including flow control // *AIAA J.*– 2003.– **41**, № 8.– P. 1452–1462.
23. *Bres G. A., Colonius T.* Direct numerical simulations of three-dimensional cavity flows // *AIAA Pap.*– 2007.– № 3405.– P. 1–16.
24. *Турик В. М., Воскобійник В. А., Воскобійник А. В.* Вплив напівциліндричної канавки на інтегральні характеристики примежового шару над пластиною // *Вісник НТУУ "КПІ".* *Машинобудування.*– 2012.– **Вип. 64**.– С. 47–55.
25. *Турик В. Н., Бабенко В. В., Воскобойник В. А., Воскобойник А. В.* Вихревое движение в полудлиндрической канавке на пластине // *Промислова гідравліка і пневматика.*– 2011.– **33**, № 3.– С. 23–27.
26. *Воскобійник В. А.* Просторово-часові характеристики когерентних структур, полів швидкості та тиску у лункових генераторах вихорів: Автореф. дис. докт. техн. наук: 01.02.05 - механіка рідини, газу та плазми.– Київ: Інститут гідромеханіки НАН України, 2013.– 40 с.
27. *Воропаев Г. А., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Исаев С. А.* Визуализация ламинарного обтекания овального углубления // *Прикладна гідромеханіка.*– 2009.– **11**, № 4.– С. 31–46.
28. *Воскобойник В. А., Воскобойник А. А., Воскобойник А. В.* Визуализация вихревого течения внутри и вблизи поперечно обтекаемой овальной лунки на плоской поверхности // *Промышленная теплотехника.*– 2014.– **36**, № 3.– С. 13–21.
29. *Воскобійник А. В.* Формування когерентних вихрових структур усередині вихрової камери та заглиблень: Автореф. дис. канд. техн. наук: 01.02.05 – механіка рідини, газу та плазми.– Київ: Інститут гідромеханіки НАН України, 2005.– 20 с.
30. *Воскобійник В. А., Воскобійник А. В.* Структура течії та пульсації тиску усередині овальної лунки // *Наукоємні технології.*– 2012.– **13**, № 1.– С. 12–18.
31. *Воскобойник В. А., Воскобойник А. В.* Пульсации скорости внутри поперечно обтекаемого полудлиндрического углубления // *Вісник Донецького Університету, Сер. А: Природничі науки.*– 2012.– **Вип. 2**.– С. 25–30.
32. *Афанасьев В. Н., Веселкин В. Ю., Леонтьев А. И.* Гидродинамика и теплообмен при обтекании одиночных углублений на исходно гладкой поверхности. Препринт МГТУ им. Н.Э. Баумана № 2-91. Ч. 1.– М: Изд-во МГТУ, 1991.– 56 с.
33. *Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М.* Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // *Сибир. физ.-техн. ж.*– 1992.– **Вып. 1**.– С. 77–86.