

УДК 532.5.517

СТАТИСТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХРОВИХ СИСТЕМ У НАПІВЦИЛІНДРИЧНОМУ ЗАГЛИБЛЕННІ НА ОБТІЧНІЙ ПОВЕРХНІ

© В. А. Воскобійник, А. В. Воскобійник, 2006

Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ

Представлено експериментальне дослідження особливостей формування та розвитку когерентних вихрових структур у напівциліндричному заглибленні, а також їх статистичні характеристики. Визначено масштаби, місцезнаходження когерентних вихрових структур усередині заглиблення. Показано вплив вихрового руху в заглибленні на пограничний шар над пласкою поверхнею з локальною напівциліндричною канавкою.

Представлены экспериментальные исследования особенностей формирования и развития когерентных вихревых структур в полумоцилиндрическом углублении, а также их статистические характеристики. Определены масштабы, местоположение когерентных вихревых структур внутри углубления. Показано влияние вихревого движения в углублении на пограничный слой над плоской поверхностью с локальной полумоцилиндрической канавкой.

The experimental researches of the features of the coherent vortical structures formation and development in the half-cylindrical cavity and also their statistical characteristics are submitted. The scales and location of the coherent vortical structures inside of the cavity are determined. The influence of the vortex flow in the cavity on a boundary layer above a flat surface with the local half-cylindrical cavity is shown.

ВСТУП

Заглиблення на поверхні, яке обтікається рідиною, є джерелом звукових та псевдозвукових коливань. Генерація коливальних тонів течією над видовженою канавкою – це відоме явище, яке має місце в колісних сховищах та бомбових люках в літаках, щілинах на дверцятах автомобілів, технічних нішах в корпусах суден. Рівні звукового і псевдозвукового тиску бувають такими високими, що спричиняють до шумових проблем в середині літаків, підводних човнів та автомобілів і руйнують делікатні інструменти та устаткування в самих канавках. Основна особливість течій в канавках чи кавернах є формування зсувного шару, який підсилює збурення потоку і наступне трансформування цих збурень в акустичні хвилі на кормовій ударній стінці канавки [1]. Акустичні хвилі переносяться проти течії до передньої стінки канавки. Тут в зоні відриву пограничного шару і зародження зсувного шару ці хвилі призводять до формування областей нестійкості, які викликають подальші збурення в зсувному шарі. Таким чином, замикається петля зворотнього зв'язку, яка породжує автоколивання на дискретних резонансних частотах [2, 3].

Історично вивчення автоколивань почалося з дослідження крайових тонів, при яких струмись виходив з отвору та ударявся об гострий край. Механізм розвитку та формування крайових тонів схожий до механізму для кавітаційних коливань, про який згадувалося раніше: збурення підсилюються в зсувному шарі і трансформуються в акустичні хвилі, які виникають на гострому краю. Акустичні хвилі породжують подальшу нестабільність зсувного шару, замикаючи, таким чином, петлю зворотнього зв'язку. Крайові тони – це канонічна проблема, яка характеризує розповсюдження звуку в повітропровідних музичних інструментах, таких як флейта або органні труби і які близько відносяться до течій в видовженій канавці. Перший опис явища акустичного резонансу, який пов'язаний з

кавітаційними коливаннями, належить Розіт'єру. Він запровадив напівемпіричну формулу, яка дає можливість знайти частоти автоколивань.

У видовжених прямокутних заглибленнях існує також інша мода кавітаційних коливань, до якої привернуто менше уваги і яка через це менше вивчена. В дослідях з нестисливою рідиною для вісесиметричної канавки Херіб та Рожко [4] виявили слідову моду, при якій осцилююча течія над каверною нагадує слід за тілом, яке погано обтікається. Слідова мода пов'язується зі значним збільшенням опору. Коли довжина прямокутної канавки зростає відносно товщини пограничного шару, на передньому краю заглиблення виникають коливання рідини, які підпорядковуються принципу біфуркації, що змінюються від моди зсувного шару (для коротких каверн) до слідової моди (для видовжених канавок). Особливості течії при слідовій моді якісно відрізняються від тих, що мають місце при моді зсувного шару, які досліджував Розіт'єр.

Мода зсувного шару характеризується зародженням вихорів в зсувному шарі, який ударяється в кормову поверхню заглиблення. Частоти цієї моди автоколивань відповідають тим, які знаходять з рівняння Розіт'єра. Вони, для дозвукових швидкостей обтікання поверхонь з локальним заглибленням, головним чином, складають першу та другу моди Розіт'єра. При цьому, відносно слабкий вихор існує в нижній за потоком частині канавки і має місце деяка взаємодія зсувного шару і течії в каверні [2].

Слідова мода характеризується великомасштабним відривом від переднього краю канавки за манерою подібною слідовим течіям. Відривний вихор має масштаби, які близькі до розмірів каверни і під час його формування зсувний шар прямує в середину канавки. Вихор відривається від переднього краю і ежектує назовні із канавки у вигляді потужного викиду рідини. Цей вихор досить великий, щоб викликати відрив пограничного шару перед каверною під час свого викиду, а також він піднімає граничний шар позаду канавки, коли викидається назовні.

Вивченню структури вихрової течії в напівциліндричній видовженій канавці присвячена дана робота. Мета цієї роботи – отримати кінематичні характеристики вихрової течії у канавці та у граничному шарі обтічної поверхні поблизу канавки, а також знайти характерні частоти коливального процесу як у самій канавці, так і на поверхні біля неї.

1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Експериментальні роботи проводились на аеродинамічному стенді в Інституті гідромеханіки НАН України [5]. Стенд був створений на базі аеродинамічної труби відкритого типу. Робоча ділянка труби мала циліндричну форму з внутрішнім діаметром 0,1 м та була зроблена з прозорої труби для проведення візуальних дослідів. Повітря з лабораторного приміщення поступало до труби через конфузорний вхід у вигляді лемніскати Бернуллі для зменшення збурення потоку та створення прийняттого ступеня турбулентності в аеродинамічній трубі. На виході з робочої ділянки труби стояв центробіжний насос, який всмоктував повітря через аеродинамічну трубу. Між робочою ділянкою і насосом знаходився проміжний гумовий циліндр для зменшення вібраційних перешкод від насоса. Рівні звукового тиску та вібрацій в робочій ділянці труби контролювались при проведенні дослідів. При створенні стенду віброакустичні шуми були виміряні й прийнята низка заходів по їх зменшенню і усуненню.

В діаметральній площині аеродинамічної труби в напрямку її повздовжньої вісі встановлювалась пласка пластина з локальним заглибленням у вигляді напівциліндричної канавки, яка обтікалась поперечним потоком. Схема пластини з канавкою показана на рис. 1.

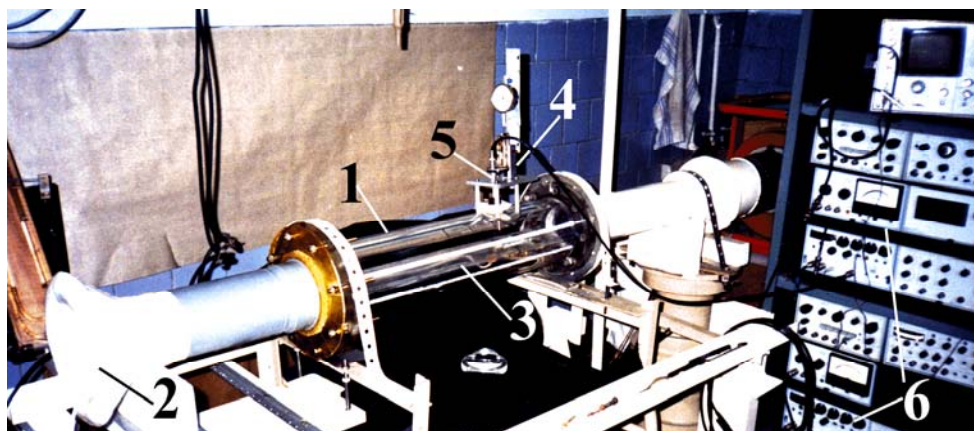


Рис. 1. - Аеродинамічний стенд та контрольно-вимірювальна апаратура:
1 – робоча ділянка; 2 – лемнікатне сопло; 3 – пластина із канавкою;
4 – координатний пристрій з мікрометричною головкою; 5 – державка з термоанемометричним датчиком; 6 – контрольно-вимірювальна апаратура

Пластина виготовлена з листа товщиною $4 \cdot 10^{-3}$ м, який був підсилений ребрами жорсткості з нижньої неробочої сторони пластини. Ширина пластини складала 0,1 м, а довжина – 0,6 м. Передній і кормовий краї пластини були загострені для того, щоб усунути зони відриву пограничного шару. На відстані 0,5 м від початку пластини було створено отвір, в який встановлювалась напівциліндрична канавка. Канавка мала діаметр $20 \cdot 10^{-3}$ м та довжину $80 \cdot 10^{-3}$ м і обтікалась поперечним, відносно її повздовжньої вісі потоком. Швидкість потоку в дослідях змінювалась від 1 м/с до 20 м/с, що давало можливість дослідити ламінарний та турбулентний режими обтікання гідравлічно гладкої пласкої поверхні пластини з локальним заглибленням. Інтенсивність турбулентності набігаючого потоку за межами пограничного шару над пластиною не перевищувала 3 %.

Поле швидкостей над обтічною поверхнею та усередині канавки вимірювалось за допомогою однопроводового дротяного датчика, який підключався до мостової електричної схеми термоанемометра постійної температури фірми Діза. Координатний пристрій дозволяв пересувати датчик з точністю $10 \cdot 10^{-6}$ м в трьох взаємно перпендикулярних напрямках. Контроль місцезнаходження датчика відносно обтічної поверхні проводився за допомогою лазерної установки.

Електричні сигнали від датчиків подавались на контрольно-вимірювальну апаратуру (вольтметри, осцилографи, частотоміри) і реєструючу апаратуру (чотирьохканальний вимірювальний магнітофон фірми Брюль і К'єр). Зареєстровані електричні сигнали оброблялись на спеціалізованих спектроаналізуючих комплексах та через аналогово-цифрові перетворювачі подавались на персональні комп'ютери. На комп'ютерах, за розробленими програмами та методиками, дані оброблялись і аналізувались. За допомогою відповідного програмного забезпечення та графічних редакторів результати досліджень перетворювались у відповідні залежності, графіки яких, будувались на принтерах та плотерах.

Дротяні термоанемометри калібрувались та тестувались перед проведенням дослідів, під час дослідів, а також після закінчення робіт. Це давало можливість отримувати калібровочні залежності параметрів, які реєструються датчиками, що було використано під час обробки та аналізу експериментальних результатів.

Похибка при вимірюванні інтегральних та осереднених значень кінематичних характеристик вихрової течії в заглибленні і над пластиною не перевищувала 10 % з достовірністю 0,95 або 2σ . Спектральні характеристики поля пульсацій швидкості вимірювались з похибкою не більше 2 дБ у частотному діапазоні від 0,2 Гц до 1250 Гц.

Окрім інструментальних дослідів проводились візуалізаційні дослідження за допомогою димової візуалізації. Джерело диму знаходилося на поверхні пластини перед заглибленням. Картини візуалізації реєструвались за допомогою швидкісних кінокамер, відеокамер та цифрових фотоапаратів. Візуалізаційний матеріал при застосуванні відповідних програм та методик фіксувався на персональних комп'ютерах, де оброблявся та аналізувався. Похибка заміру геометричних і кінематичних характеристик вихрового потоку та структури течії в заглибленні і над плоскою пластиною не перевищувала (15-20) %.

2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Під час проведення експериментальних досліджень були отримані осереднені та пульсаційні характеристики поля швидкостей над обтічною поверхнею пластини і всередині напівциліндричного заглиблення в його поперечному серединному перетині. На рис. 2а наведені профілі осередненої повздовжньої швидкості в канавці та над пластиною, які отримані завдяки статистичній обробці результатів вимірювання швидкостей на протязі однієї хвилини реєстрації даних. Ці результати одержані для $U_\infty=20,1$ м/с; $Re_x=xU_\infty/\nu=6,7\cdot 10^5$, де x – повздовжня координата від початку пластини до переднього краю канавки, ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості та $Re_d=dU_\infty/\nu=2,5\cdot 10^4$, де $d=2R$ – діаметр заглиблення. На цьому рисунку крива 1 відповідає даним Афанасьєва та ін. [6], які отримані для мілкої напівциліндричної канавки, а крива 2 відповідає нашим результатам.

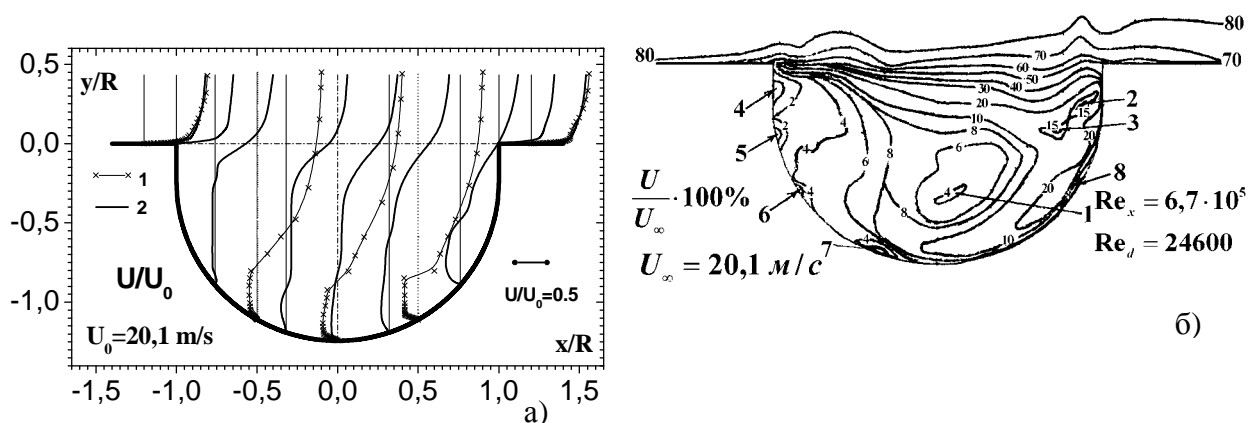


Рис. 2. - Поле осереднених складових швидкості:
а) – профілі повздовжньої швидкості, б) – лінії рівних швидкостей

При заглибленні в канавку має місце зниження середньої повздовжньої швидкості. В перерізі, яке знаходиться нижче середини заглиблення, виокремлюється зона нульових значень повздовжньої осередненої швидкості. При наближенні до дна канавки з'являється

область зворотньої течії, напрямок якої протилежний набігаючому потоку. Таким чином, усередині канавки зареєстровано великомасштабну циркуляційну течію, центр якої знаходиться між геометричною серединою канавки та її дном. Такий циркуляційний рух рідини в заглибленні напівциліндричної форми спостерігається як в наших дослідах, так і в роботі [7]. Необхідно зазначити, що розташування центру циркуляційної течії в цих двох дослідах загалом співпадає. Значення швидкостей на периферії циркуляційної течії, які показано на рис. 2а, для двох умов досліджень мають розходження тому, що геометричні параметри канавки та режими обтікання в цих дослідах не співпадають.

Окрім осереднених і пульсаційних швидкостей в повздовжньому напрямку були отримані і поперечні швидкості, що дало можливість побудувати векторні поля швидкостей в заглибленні та поза ним. Побудовані ізотахи осереднених швидкостей, які визначають кінематичні характеристики вихрового руху в заглибленні та біля нього показано на рис. 2б. Ці ізотахи або лінії рівних швидкостей отримано для швидкості 20 м/с і чисел Рейнольдса таких самих, як і для даних наведених на рис. 2а. Цифри на ізолініях позначають середню швидкість відносно швидкості набігаючого потоку у відсотках. Цифрами зі стрілками позначено характерні зони в канавці, які нами трактуються як місця існування квазістійких вихрових систем.

У пограничному шарі, який утворюється над гідравлічно гладкою поверхнею пластини, з'являються зони гальмування та прискорення, що обумовлено дією на нього заглиблення, зокрема вихровою течією, що має місце всередині заглиблення. Перед переднім краєм канавки спостерігається гальмування потоку, а потім його прискорення за передньою стінкою каверни. При відриві пограничного шару зароджується зсувний шар, який має хвилеподібну форму, що обумовлено прискоренням та гальмуванням потоку всередині і назовні канавки, а також формуванням в ньому вихрових систем. Цей зсувний шар розширяється при просуванні вздовж отвору канавки і при підході його до кормової стінки він ударяється об останню. При ударі одна частина зсувного шару пересувається на вихід із заглиблення, гальмуючи рідину, яка рухається над поверхнею заглиблення, що проілюстровано на рис. 2б. Інша частина зсувного шару, який ударився об кормову стінку, прямує вздовж дна заглиблення до його переднього краю. Цей струменеподібний придонний потік, перетинаючи середину канавки підіймається до зсувного шару, подібно результатам, які спостерігав Роквелл [8] для прямокутного заглиблення. Струменеподібний потік та нижня частина зсувного шару в отворі заглиблення формують циркуляційну течію у вигляді великомасштабного квазістійкого вихору всередині канавки, який позначений цифрою 1 на рис. 2б. Великомасштабна когерентна вихрова структура розташовується в нижній прикормовій частині заглиблення і займає майже третину його об'єму (подібно спостереженням Роквелла). В місці удару зсувного шару з кормовою стінкою формується пара дрібномасштабних, але високоенергійних вихорів, що позначені цифрами 2 та 3. Нижче зони відриву пограничного шару та формування зсувного шару біля передньої стінки і місця підйому струменеподібного потоку зароджується система дрібномасштабних когерентних вихрових структур малої енергії, які позначені цифрами 4, 5, 6 та 7. В місці зародження струменеподібного потоку також зареєстровано дрібномасштабний квазістійкий вихор, який позначено цифрою 8. Із зменшенням швидкості набігаючого потоку число, місцезнаходження та масштаб квазістійких вихрових структур змінюється. Так, їх число зменшується, а розмір великомасштабного когерентного вихору збільшується і він

переміщується ближче до центру заглиблення та до його передньої стінки. В області ядер вихрових систем пульсації швидкості незначні, а на їх периферії – великі [9]. Особливо великі рівні пульсацій швидкості спостерігаються в місцях зародження зсувного шару та в області його удару з кормовою стінкою. Подібні тенденції формування поля пульсацій швидкості спостерігались як для ламінарного, так і турбулентного режимів обтікання пластини з локальним заглибленням [5].

На рис. 3 наведено характерні кадри відеозйомки формування і розвитку вихрової течії в напівциліндричній канавці для $Re_x=1,3 \cdot 10^5$. На рис. 3а показано стадію формування квазістійкого великомасштабного вихору в серединній частині заглиблення. На рис. 3б показано момент викиду цього вихору із заглиблення назовні, що проілюстровано роздвоєнням димового сліду в кормовій частині канавки та позаду неї. На рис. 3в показано стадію зародження великомасштабного вихору, який в цей час ще притиснутий до кормової стінки заглиблення.



Рис. 3. - Візуалізація потоку у напівциліндричному заглибленні

Спектральні характеристики поля пульсацій повздовжньої швидкості, зареєстрованої на рівні поверхні отвору напівциліндричної канавки в її серединному перетині показано на рис. 4. Тут зображено залежності спектральних густин потужностей пульсацій швидкості, які нормовані зовнішніми змінними δ та U_∞ ($P^*(\omega)=P(\omega)\delta/[(u')^2 \cdot U_\infty]$) від частоти ($\omega^*=\omega\delta/U_\infty$) для швидкості $U_\infty=20,1$ м/с і числа Рейнольдса $Re_x=6,7 \cdot 10^5$. На цьому рисунку цифрами позначено криві, які відповідають різним координатам заміру швидкостей вздовж отвору заглиблення (x/R).

На рис. 5 показано перші моменти спектральної густини потужності пульсацій повздовжньої швидкості у вигляді $\omega P^*(\omega)$ в залежності від ω^* для тих же умов обтікання і координат розташування термоанемометричних датчиків, що й на рис. 4. Рис. 5 дає можливість оцінити вклад кожної частотної компоненти в загальну енергію поля пульсацій швидкості. Таке зображення спектральних характеристик більш наглядне, згідно з рекомендаціями Бредшоу.

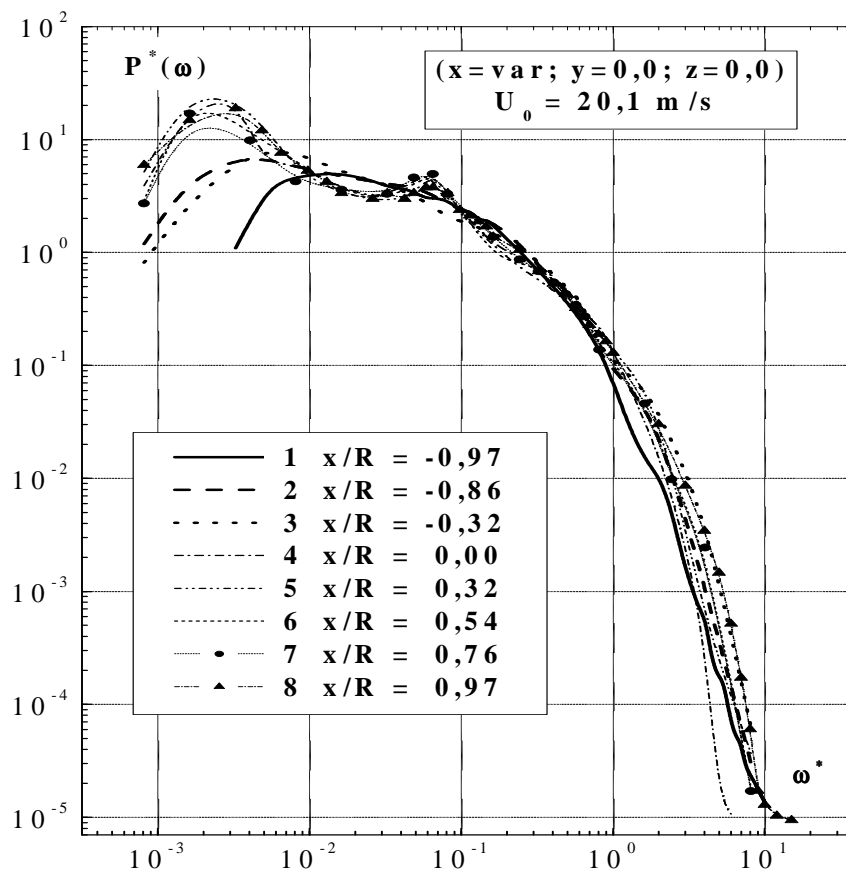


Рис. 4. - Спектральна густина потужності пульсацій повздовжньої швидкості для перетину $y=0, z=0$.

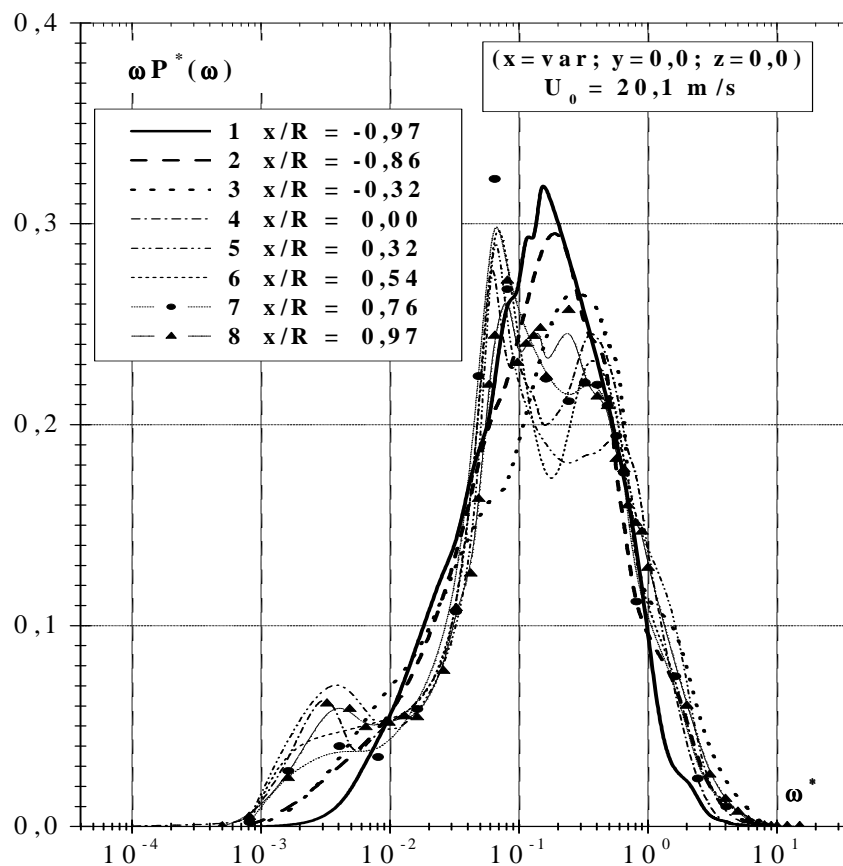


Рис. 5. - Перший момент спектральної густини потужності пульсацій повздовжньої швидкості для перетину $y=0, z=0$.

Поблизу передньої стінки заглиблення спектральні залежності мають монотонно змінний характер (криві 1, 2 та 3). При підході до серединної частини заглиблення, де струменеподібна течія підіймається до зсувного шару і взаємодіє з ним (рис. 2б), в спектрах з'являються характерні особливості у вигляді дискретних піків. Ці піки спостерігаються від середини заглиблення і до його кормової стінки, що проілюстровано як на рис. 4, та і на рис. 5. Піки зосереджено в низькочастотному діапазоні $0,002 < \omega^* < 0,003$, якому відповідають частоти $f=(2-4)$ Гц та $0,05 < \omega^* < 0,08$ або $f=(60-90)$ Гц. При віддаленні від передньої відривної стінки заглиблення спектри наповнюються високочастотними компонентами, які обумовлено дією дрібномасштабних вихорів на поле пульсацій швидкості. Поблизу кормової стінки напівциліндричної канавки з'являється ще один дискретний пік, який добре видно на рис. 5, що відповідає частотам $0,5 < \omega^* < 0,7$ або $f=(600-800)$ Гц. Подібні дискретні піки у відповідних частотних діапазонах спостерігались в середині напівциліндричної канавки, де зароджувались великомасштабні когерентні вихрові системи та дрібномасштабні вихори.

Таким чином, над серединною та кормовою частинами заглиблення на рівні поверхні обтічної пластини спостерігаються характерні особливості в спектральних залежностях пульсацій швидкості, які притаманні вихровому руху всередині заглиблення. Ці характерні особливості проявляються, зокрема, в появі дискретних піків в трьох частотних діапазонах. Перший діапазон $\omega^*=(0,002-0,003)$ обумовлений викидом великомасштабної вихрової системи або її частини назовні із заглиблення, що підтвердилося під час аналізу візуалізації вихрової течії. Другий діапазон частот $\omega^*=(0,05-0,08)$ відповідає частоті обертання великомасштабного квазістійкого вихору, який має розмір біля $0,3d$. Циркуляція цієї вихрової структури, нормована зовнішніми змінними (швидкістю потоку та радіусом заглиблення) складає $0,18$. Дискретний пік у третьому частотному діапазоні обумовлений ударною взаємодією вихрових структур зсувного шару з кормовою стінкою канавки. При цьому в заглибленні формуються автоколивання і вони відповідають основній гармоніці або першій моді Розіт'єра кавітаційних коливань [10]. Цим коливанням відповідає число Струхалія $Sh=fd/U_\infty=0,64$. Отже, на рівні поверхні обтічної пластини в районі $-0,32 < x/R < 0$ починається викид вихрових систем або їх частин із заглиблення в пограничний шар з частотою біля $(3-4)$ Гц для швидкості потоку 20 м/с та чисел Рейнольдса $Re_x=6,7 \cdot 10^5$ і $Re_d=2,5 \cdot 10^4$.

ВИСНОВКИ

Проведено експериментальні роботи по вивченню структури вихрової течії над пласкою пластиною з локальним поперечно обтічним напівциліндричним заглибленням. Виявлено кінематичні характеристики вихрового руху всередині заглиблення та над пластиною. Експериментальні дослідження показали:

1. У заглибленні формуються квазістійкий великомасштабний вихор та система дрібномасштабних вихорів, число та розмір яких змінюється в залежності від швидкості обтікання. Визначено масштаби, місцезнаходження когерентних вихрових структур усередині заглиблення. Показано вплив вихрового руху в заглибленні на пограничний шар над пласкою поверхнею з локальною напівциліндричною канавкою.

2. Виявлено характерні особливості спектральних залежностей пульсацій швидкості в заглибленні у вигляді дискретних піків, які відповідають частотам викиду вихрових систем

або їх частин назовні із заглиблення, частотам обертання квазістійкого великомасштабного вихору та частотам автоколивань, які зумовлено ударною взаємодією зсувного шару з кормовою стінкою заглиблення. Автоколивання відповідають першій моді Розіг'єра кавітаційних коливань, для яких число Струхала складає 0,64.

3. Встановлено, що в районі $x/R=(-0,32...0)$ на рівні обтічної поверхні пластини починається викид вихрових систем або їх частин із заглиблення у пограничний шар з частотою близько (3...4) Гц для швидкості потоку 20 м/с. Частота викиду, що знайдена із спектральних залежностей співпадає з тією, яку було отримано при аналізі візуальних дослідів.

Литература

1. Lin J. – C., Rockwell D. Organized oscillations of initially turbulent flow past a cavity // AIAA J. – 2001. – 39, № 6. – P. 1139-1151.
2. Cabell R. H., Kegerise M. A., Cox D. E., Gibbs G. P. Experimental feedback control of flow induced cavity tones // AIAA Pap. – 2002. – № 2497. – P. 1-10.
3. Горбань В. О., Горбань І. М. Теоретичний аналіз вихрової структури течії в поперечних канавках // Вестник Херсонского ГТУ. – 2002. 15, № 2. – С. 146-149.
4. Gharib M., Roshko A. The effect of flow oscillations on cavity drag // J. Fluid Mech. – 1987. – 177. – P. 501-530.
5. Бабенко В. В., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Турик В. Н. Профили скорости в пограничном слое над пластиной с углублением // Акустичний вісник. – 2004. – 7, № 3. – С. 14 – 27.
6. Афанасьев В. Р., Веселкин В. Ю., Леонтьев А. И. и др. Гидродинамика и теплообмен при обтекании одиночных углублений на исходно гладкой поверхности: Препр. МГТУ им. Н. Э. Баумана № 2-91. Ч. I. - М.: Изд-во МГТУ, 1991. – 56 с.
7. Rockwell D., Lin J.-C., Oshkai P., Reiss M., Pollack M. Shallow cavity flow tone experiments onset of locked-on states // J. Fluids and Structures. – 2003. – 17. – P. 381-414.
8. Rockwell D. Vortex-body interactions // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1998. – 30. – P. 199-229.
9. Бабенко В. В., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Турик В. Н. Структура потока в поперечно обтекаемом полуцилиндрическом углублении на пластине // Сб. докладов 1-й междуна. науч. конф. “Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана”. – Запорожье: НТЦ ПАС НАН Украины. – 2003. – С. 96-104.
10. Rowley C. W., Williams D. R., Colonius T., Murray R. M., Macmynowski D. G. Linear models for control of cavity flow oscillations // J. Fluid Mech. – 2006. – 547. – P. 317-330.