

Реакція структури і характеристик вихідного потоку вихрової камери змішування на зміну конструктивних параметрів. Частина 1

В. М. Турик¹ • В. О. Кочін² • В. В. Мороз²

Received: 16 July 2025 / Revised: 11 August 2025 / Accepted: 24 August 2025

Анотація. Пропонуються результати експериментального дослідження маловивченого феномену впливу вихрових утворень тупикової частини вихрової камери змішування торцевого типу на структуру і інтегральні характеристики вихідного потоку. Термоанемометричні дослідження на модельному зразку вихрової камери типової конструкції дозволили виявити реакцію профілів складових усередненої за часом місцевої швидкості та відносної інтенсивності пульсації швидкості потоку, які визначають ефективність змішування і тепломасопереносу, на комплексне варіювання осьових кутів α тангенціального підведення середовища до порожнини камери та відносної глибини її тупикової частини $L^* = L/d_0$ (d_0 – діаметр камери). Виявлено зони локалізації майже ізотропної турбулентності з рівномірним перемішуванням робочого середовища в когерентних вихрових утвореннях. З'ясовано, що при $\alpha = +20^\circ$ збільшення величини L^* від 0 до 4,4 супроводжується більш регулярним за числом Re , порівняно з варіантом камери при $\alpha = -20^\circ$, характером перерозподілу кінетичної енергії закрученої течії від обертальної до осьової складових руху при одночасному зростанні на 15–17 % величини інтенсивності трансверсальних пульсацій в досліджуваному діапазоні чисел Рейнольдса $Re = 47080 \div 86530$. При цьому усереднена за вихідним перерізом інтенсивність двовимірних пульсацій для камери з $\alpha = +20^\circ$ зростає від 13 % до 17 % проти (3–9) % приросту для варіанта $\alpha = -20^\circ$. Отже, комбінація параметрів камери $\alpha = +20^\circ$ і $L^* = 4,4$ може розглядатися як одна з найпростіших конструктивних та ефективних керувальних дій на процеси переносу в закручених потоках робочих середовищ, що важливо при проєктуванні камер згоряння, ракетних двигунів, енергетичних установок, хімічних реакторів тощо.

Ключові слова: вихрова камера; когерентні вихрові структури; термоанемометрія; профілі швидкості; інтенсивність пульсацій; змішування компонентів; тепломасоперенос; енергетичні установки; ракетний двигун.

Вступ

В енергетичній, машинобудівній, хіміко-технологічній та інших галузях промисловості широко використовуються закручені потоки робочих середовищ, які створюються у вихрових камерах (ВК). Одним з основних призначень закрутки потоків в енергетичному і технологічному устаткуванні є інтенсифікація процесів змішування компонентів середовищ, тепломасопереносу в них, а також стабілізація фронту полум'я при організації робочих процесів в камерах згоряння (використання закрутки потоків для сепарації окремих фракцій з багатокомпонентних середовищ складає ок-

рему проблему, що потребує інших підходів для вирішення, яка в даній роботі не розглядається). Однак проблему раціональної організації робочого процесу у ВК змішування не можна вважати до кінця вирішеною через складність гідромеханічних процесів в порожнині камер. Адже закрутка потоків у ВК спричиняє дію відцентрових сил, в результаті чого в потоках виникають складні зсувні явища і тривимірні вторинні течії, що значно ускладнює їх структуру. До цього додаються явища в'язкої відцентрової нестійкості в примезових шарах біля криволінійних стінок камер, що створює умови формування вихорів типу Тейлора-Гьортлера, Людвіга [1], а також більш крупномасштабних та взаємоузгоджених вихрових систем, що найбільшою мірою є характерним для досліджуваних автотрама ВК торцевого типу [2], [3].

Традиційно найбільша увага в дослідженнях обмежених закручених потоків приділялася вихровим камерам прямого типу, у яких відсутній глухий

✉ В. М. Турик
Turick46@gmail.com

¹ КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна

² Інститут Гідромеханіки НАНУ, Київ, Україна

торець. У першу чергу це обумовлене бурхливим розвитком газотурбобудування для авіаційної техніки, для газопроводів, а також для стаціонарних і транспортних енергетичних установок. До ВК проточного типу можна віднести також деякі конструкції палинкових пристроїв для топок парових котлів та промислових печей, а також деяких конструкцій апаратів хімічної промисловості (хімічних реакторів, змішувальних камер). В таких камерах основний потік на вході закручується навколо поздовжньої осі в аксіально-лопаткових, аксіально-тангенціальних, тангенціально-щілинних, іноді шнекових завихрювачах та після змішування або реакції взаємодії компонентів рухається, обертаючись навколо тієї ж поздовжньої осі, до виходу з камери. Дослідження аеродинаміки ВК торцевого типу з бічним підведенням компонентів до порожнини камери, як правило, обмежені з'ясуванням інтегральних картин течії виключно в проточних ("активних") частинах на ділянках від вхідних сопел до вихідних перерізів камер.

Характерними результатами досліджень аеродинаміки камер обох типів є доволі схематичне представлення потоків у вигляді або сукупності траєкторій умовних частинок газу у відповідності до обраної дослідником моделі застосованого програмного продукту при комп'ютерному моделюванні, або сукупності нанесених згідно з експериментальними картинками течії траєкторій, векторів швидкості частинок, найбільш наближених до реальності на думку експериментаторів. Але цілком ясно, що в обох випадках досліджень присутній елемент евристичності, що значно ускладнює пошук раціональних методів керування робочим процесом в камері не тільки на мікро-, але й на макрорівнях. Найменш вивчена структура течії газів у ВК торцевого типу, незважаючи на широкий спектр застосувань таких камер в промисловості. Особливо це стосується досліджень впливу на структуру течії глибини тупикової частини камери поміж вхідним сопловим апаратом і глухим торцем, оскільки в практиці проектування ВК торцевого типу з метою зниження масо-габаритних показників тупикові зони максимально скорочують.

Проте, дослідження аеродинаміки ВК, проведені в роботах [3]–[5], показали, що в тупиковій зоні певної скінченої довжини має місце формування когерентних вихрових структур (КВС), взаємодія яких з рештою частиною вхідного потоку (умовно названою "активною" частиною), може покращувати характеристики вихідного потоку з камери, практично не збільшуючи аеродинамічний опір камери порівняно з камерою з максимально короткою тупиковою зоною. Ці результати показали, що видовжена тупикова зона може слугувати своєрідним генератором самосформованих вихрових систем, які створюють позитивні керувальні впливи на характеристики потоку у вихідному перерізі ВК без залучення складних додаткових конструктивних елементів. Останні, як правило, підвищують гідравлічні втрати, а необхідність їх установки зазвичай диктуються результатами викінчувальних випробувань і

передбачає додаткові енергетичні, матеріальні і часові затрати.

Таким чином, отримані позитивні результати досліджень аеродинаміки ВК торцевого типу вимагають їх продовження з розширенням діапазону варіювання конструктивних параметрів. Це відкриває перспективу розробки ефективного нетрадиційного методу керування структурою потоків у камерах, які є складовими вузлами енергетичного і технологічного устаткування, з метою підвищення їх показників економічності й надійності. Це обумовлює актуальність дослідження.

Аналіз літературних даних та постановка проблеми

Найбільш повна інформація щодо вітчизняних та закордонних досліджень гідроаеродинаміки закручених потоків у ВК різних типів і призначень міститься в фундаментальному 10-томному виданні колективу авторів Інституту технічної теплофізики НАН України під керівництвом академіка Халатова А. А. під загальною назвою "Теплообмен и гидродинамика в полях массовых центробежных сил". Основну увагу до способів і характеристик закручених потоків для різних типів завихрювачів, вихрових та циклонних камер приділено у томах 3, 5 і 9 [6]–[8]. Показано, що кінематика, динаміка і тепломасообмін обмежених закручених потоків відрізняється складною структурою через виникнення під дією відцентрових сил радіальних і осьових градієнтів тиску, на які накладаються ефекти нестійкості прилежових шарів на криволінійних стінках камер. Показано інтегральний і частково локальний вплив цих факторів на теплообмін і гідравлічний опір апаратів різних схем виконання. Однак, як свідчить в [6]–[8] достатньо широкий огляд відомих досліджень потоків у ВК з однібічним розташуванням глухого торця відносно соплового вузла (тобто камерах торцевого типу), максимальна увага приділялась не структурі, а характеристикам течії на макрорівні, таким, як втрати тиску, коефіцієнти тертя, середні показники теплообміну, причому лише у проточних ("активних") частинах камер. Перша з відомих робіт, у якій було експериментально виявлене в максимально короткій камері вихрового клапану не пояснене в 1969 р. явище потрапляння долі потоку із середньої зони камери з області ядра течії до торцевого диску з подальшим утворенням в його прилежовому шарі спрямованих до центру спіралеподібних траєкторій руху частинок рідини, належала Уормлі [9]. Першопричина цього явища, названого "торцевим ефектом", не кажучи про вплив глибини розташування глухого торця на характеристики закрученого потоку на виході з камери, так і не були детально досліджені. Тим не менше, області течії між вхідними соплами або вікнами ВК та глухими торцевими поверхнями мають місце в багатьох технологічних і енергетичних апаратах. Глибина таких тупикових частин може

бути різною в залежності від конкретних конструктивних схем пристроїв. Наприклад, в зазначених вище вихрових клапанах та в припоршневих зонах циліндрів двотактних дизелів при продувці і очищенні циліндрів від продуктів згоряння глибина тупикових частин мінімальна [10]. Видовження тупикових зон в інших апаратах торцевого типу традиційно вважалося недоцільним не тільки з точки зору економії їх масо-габаритних характеристик, але й з огляду на відсутність чітких уявлень про картини течії в таких “мертвих” зонах при очікуванні нерегулярного, застійного характеру течії в них. Тому загальні картини течії в тупикових зонах ВК, питання впливу їх на параметри потоків на виході з камер довгий час залишалися поза увагою дослідників. Проте дослідження в галузі синергетики [11], гідробіоніки [12] та взаємної сприйнятливості вихрових утворень [2]–[5] показують, що синхронізація частот КВС, що генеруються, в тому числі, в тупикових зонах ВК, може формувати розподіл енергії в потоках селективно, тобто не по всьому спектру мод. Не можна виключати, що при взаємодії потоків тупикової та проточної (“активної”) частин в порожнині ВК, коли існують умови взаємної сприйнятливості відповідних вихрових структур, може спостерігатися резонансна або антирезонансна реакція відгуку в характеристиках вихідного потоку. Дані робіт [4], [5] частково підтверджують наявності такої реакції, а отже, ефективного керування цими характеристиками при мінімальних енергетичних затратах. На жаль, у відомих роботах, присвячених робочим процесам різноманітних ВК, зовсім не приділено уваги згаданим вище питанням, не дивлячись на розвиток експериментальних методів досліджень потоків (термо- і лазерна анемометрія, PIV-методи) та потужних програмних продуктів [13]. Як правило, відомі дослідження закручених потоків носять утилітарний характер, що продиктовано тими, чи іншими вимогами при проектуванні пристроїв конкретних конструкцій. Наведемо приклади таких робіт. Характеристики закрученого потоку в камері вихрового клапана системи регулювання тяги твердопаливного ракетного двигуна аналізуються в [14]. Але геометричні параметри камери (її довжина набагато менша його діаметру) зовсім не є типовою для масштабів досліджуваних вихрових камер енергетичного або хіміко-технологічного призначення. Крім того, PIV-векторні діаграми швидкості в одному перерізі клапана та хаотичні лінії току, які отримано Fluent CFD-аналізом, не дають повного уявлення про картину течії, особливо її мікроструктуру, що важливо при виборі методів керування процесом. В роботі [15] вихрові потоки використовувалися як засіб стабілізації газоподібного полум'я в мініатюрних камерах згоряння без попереднього змішування для використання в малих енергетичних системах (діаметр камери згоряння складав 2,4–6,4 мм). Питання течії в тупикових зонах не розглядалися.

Варте уваги застосування закручених потоків в так званих вихрових прискорювачах газу в ракетних

двигунах. Наприклад, в роботі [16] показана можливість підвищення в 1,7 разу питомої тяги ракетної системи з водневим ядерним реактором застосуванням закрученого потоку. Це досягається за рахунок перетворення обертового руху газу в поступальний при розширенні в соплі на відміну від традиційного перетворення теплової енергії в кінетичну. Однак, наведена картина гвинтоподібних ліній течії у ВК перед соплом є гіпотетичною і надто спрощеною. Більш сучасні дослідження в галузі пропульсивних застосувань базуються на концепції вихрових ракетних двигунів, конструктивні схеми яких є найближчими до досліджуваних в нашій роботі схем ВК торцевого типу. Властивості обертового потоку, а саме, його покращені стабільність, топологія течії та самоохолодження внутрішніх закручених рухів [17]–[21], виявилися ефективними при оптимізації процесів в пристроях для генерування потужності, тяги, запасів керованості та стійкості [22]. У цьому контексті ідея так званого двоспрямованого ракетного вихрового двигуна, представлена Кнудом та його співробітниками приблизно в 1996 році, привела до розробки кількох прототипів двигунів з гібридними [17], [18] або рідкими паливами [20], [21]. Звернемо увагу на отримане на підставі чисельного моделювання течії схематичне уявлення в цих роботах про подвійну спіралеподібну КВС поміж вихідним соплом і передньою торцевою стінкою ракетного двигуна. В гібридному ракетному двигуні лабораторного масштабу [17] (рис. 1 а) газоподібний кисень впорскується через кільце тангенціальних отворів, розташованих між глухим торцем паливного циліндра та вихідним соплом. CFD-аналіз загальних характеристик поля течії в двигуні показав, що в циліндричній камері згоряння розвивається коаксіальний, співзакручений вихровий потік. Зовнішній спіралеподібний вихор рухається вздовж поверхні палива до торця камери згоряння, потім по мірі наближення до нього перетворюється на внутрішній спіральний вихор, який виходить із сопла. Згідно із задумом авторів, це має інтенсифікувати процес горіння. Таким чином, концепція двоспрямованого, або біполярного, вихору в циклонній камері передбачає утворення пари коаксіальних, внутрішнього і зовнішнього, обертових потоків, які розділяють міжфазний шар, що обертається як “мантія”.

В статті [21] детально описано використання коаксіального двоспрямованого поля вихрового потоку в камері класу VCCW (Vortex Combustion Cold Wall) для забезпечення інтенсивного змішування та горіння паливного в ядрі камери, зменшуючи передачу тепла до її стінок (рис. 1 б). Окисник вводиться через вихрове кільце у камеру тангенціально, утворюючи зовнішній вихор, який спіралью рухається вздовж стінки камери до передньої головної частини камери. Введений окисник одразу не потрапляє всередину камери та назовні сопла завдяки належній формі збіжної частини сопла та відцентровим силам, пов'язаним із тангенціальним впорскуванням. На панелі головної частини камери, де

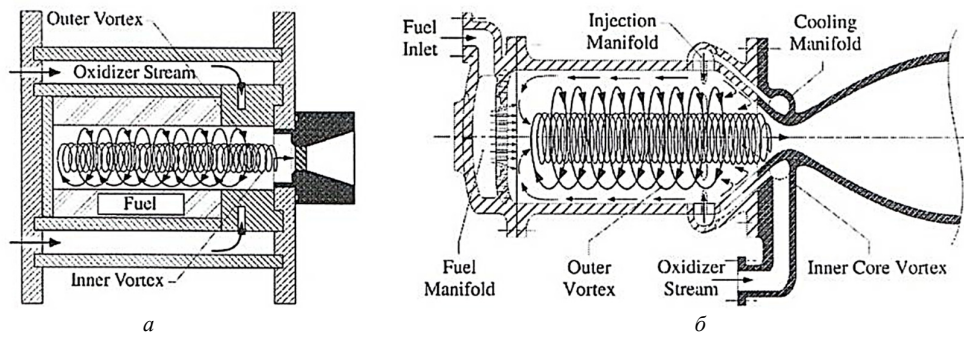


Рис. 1. Схеми ORBITEC (а) гібридного ракетного двигуна Vortex Injection (VIHRE), розробленого Кнутом та ін. [17], і камери Vortex Combustion Cold Wall (VCCW) (б) розробленій Chiaverini та ін. [21], [24], [26]

інжектором впорскується паливе (відновник), зовнішній вихор стягується до середини камери та утворює внутрішній “спіральний” вихор, який виходить із сопла.

Дослідження робочих процесів в подібних ВК ракетних двигунів отримали продовження в роботах [23]–[26]. Однак, слід зазначити, що в усіх наведених вище конструкціях картини течії в тупикових зонах камер зображені надто ідеалізовано і схематично, оскільки отримані, головню, чисельним моделюванням програмними пакетами широкого застосування. З огляду на відому відсутність коректності математичної постановки задач турбулентної течії, цілком очевидно, що ці картини принципово не можуть цілком адекватно відобразити всю складність формування вихрових утворень в області камер поміж соплом і передньою торцевою стінкою, тому потребують ретельного експериментального вивчення. Про це свідчать реальні картини течії, що складаються з КВС в подібних зонах ВК як з зосередженим, так і розосередженим підведенням газу, досліджених експериментально в наших попередніх роботах [2], [3]. Крім того, без детального експериментального аналізу впливу кінематики когерентних вихрових утворень різної топології і масштабів у ВК досліджуваного типу на вихідні характеристики потоків неможливий вибір раціональних методів керування цими характеристиками. Пошуку шляхів вирішення цієї проблеми і присвячено дане дослідження.

Мета і задачі дослідження

Мета роботи полягає в з’ясуванні можливості керувального впливу КВС, що генеруються в тупиковій зоні ВК з однобічним тангенціальним входом середовища до камери, на структуру і характеристики вихідного потоку при комбінованому варіюванні як осьових кутів входу потоку при різних величинах числа Рейнольдса, так і відносної глибини установки глухого торця камери змішування. Отримані результати мають значно розширити можливості сформульованого нами в попередніх роботах [4], [5] методу керування характерис-

тиками течії на виході ВК торцевого типу для підвищення ефективності процесів змішування компонентів, що важливо для досягнення гомогенності сумішей в енергетичній, хімічній, нафтопереробній, харчовій, фармацевтичній галузях промисловості, а також для покращення повноти згоряння компонентів палива в стаціонарних і транспортних енергетичних установках.

Матеріали та методи дослідження

В роботі використано експериментальний метод дослідження впливу взаємоузгоджених вихрових структур тупикової зони ВК на вихідні кінематичні і енергетичні характеристики потоку. Конструкція експериментальної аеродинамічної установки, вимірювального комплексу на базі термоанемометричної апаратури постійної температури DISA-55M (фірма “DISA Elektronik”, Данія), включаючи чутливі елементи датчиків, характеристики складових блоків і елементів апаратури, методика статистичної обробки часових рядів (вибірок) первинних дослідних даних з урахуванням градуовальної характеристики мініатюрних ниткових датчиків актуальної швидкості, а також оцінка похибки вимірювань профілів усередненої швидкості і середньоквадратичних пульсацій швидкості у вихідному перерізі моделі ВК торцевого типу наведені в роботі [5]. В цій роботі аналізувалися також фізичні передумови дослідження реакції потоку у вихідному перерізі досліджуваної ВК з однобічним тангенціальним підведенням повітря (рис. 2) на керувальні дії, обумовлені варіюванням відносної глибини установки глухого торця ВК $L^* = L/d_0$ при двох граничних величинах $L^* = 0$ і 4,4 (де L – відстань від внутрішньої крайки вихідного перерізу сопла до глухого торця; внутрішній діаметр циліндричної частини ВК складає $d_0 = 0,102$ м). Конструкція вхідного сопла з поперечним перерізом розмірами $0,041 \times 0,025$ м² забезпечувало кут тангенціальності вхідного потоку відносно циліндричної стінки камери $\gamma = 88^\circ$ при можливості зміни кута α орієнтації впуску потоку відносно поздовжньої осі камери.

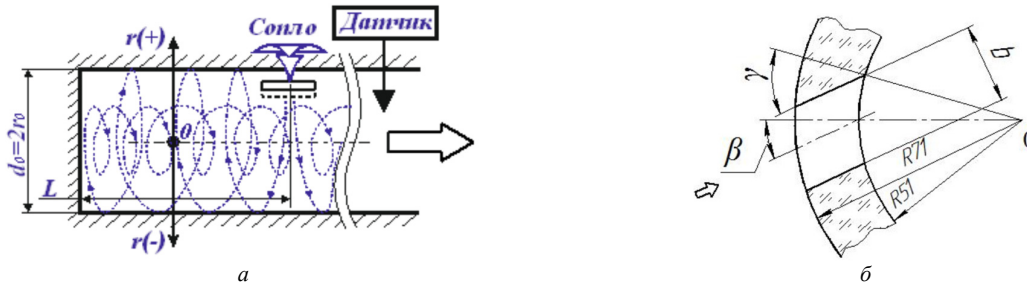


Рис. 2. Схема вихрової камери із зоною вимірювання (а) та схема підведення повітря (б)

Досліджуваний діапазон чисел Рейнольдса потоку за параметрами сопла складає $Re = 47080 \div 86530$.

Відмінність даного дослідження від попередньої постановки дослідів (при $\alpha = 0$) [5] полягає в додатковому варіюванні величинами кута установки вхідного сопла відносно її осі циліндричної частини камери (“осьового кута”) при таких значеннях: $\alpha = -20^\circ$ (орієнтація входу потоку в напрямку глухого торця камери); $\alpha = +20^\circ$ (орієнтація входу потоку в напрямку вихідного перерізу камери). Таким чином, при тому ж діапазоні зміни чисел Рейнольдса передбачено дослідити вплив КВС, генерованих в тупиковій зоні ВК, при керувальних діях за рахунок різних комбінацій зазначених конструктивних параметрів α і L^* .

Результати дослідження реакції характеристик вихідного потоку на конструктивні керувальні дії

Проаналізуємо вплив когерентних вихрових структур тупикової зони ВК на інтегральні характеристики течії у вихідному перерізі камери при зміні її відносної глибини від $L^* = 0$ до $L^* = 4,4$ для варіантів $\alpha = +20^\circ; -20^\circ$ і $Re = 86530; 47080$. Статистична обробка часових рядів первинної експериментальної інформації на базі програми “PowerGraph Professional” і таб-

личного процесора MS Excel спиралась на час реалізації однієї вибірки, який складає 100 секунд, що з урахуванням умови теореми Котельникова передбачало $500 \times 100 = 50\,000$ замірів для кожної реалізації. Таким чином, результати виконаної обробки дослідних даних мають відображати реакцію структури потоку на виході ВК на зміну параметрів $L^* = \text{var}, \alpha = \text{var}, Re = \text{var}$.

Спочатку розглянемо відповідну реакцію безрозмірних профілів усереднених за часом трансверсальних $U^* = U/W_a$ (рис. 3) та осьових $W^* = W/W_a$ (рис. 4) проєкцій актуальної швидкості у вихідному перерізі ВК (W_a – середня за перерізом швидкість) у функції відносного радіуса $r^* = r/r_0$ ($r_0 = 0,5 d_0$).

Як видно з безрозмірних графіків розподілу за радіусом ВК як трансверсальних, так і осьових швидкостей, загальна їх особливість полягає в значній асиметрії профілів відносно осі циліндричної частини камери. Це спричинено впливом максимального моменту кількості руху вхідного потоку при однобічному підведенні його до порожнини камери, а також відповідною деформованістю контурів центрального квазітвердотільного вихору (ЦКТВ) [2] при взаємодії його з активною частиною вхідного потоку у випадку $L^* = 4,4$. З метою наближеної оцінки ступеня асиметричності (“розкиду”) профілів введемо відповідні позначення щодо відносного максимального розкиду локальних значень

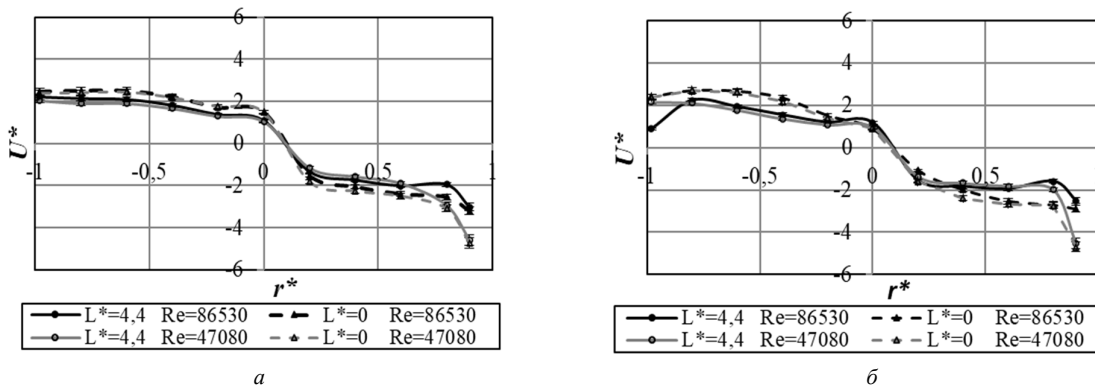


Рис. 3. Профілі трансверсальної складової усередненої швидкості у вихідному перерізі камери: а – $\alpha = +20^\circ$; б – $\alpha = -20^\circ$

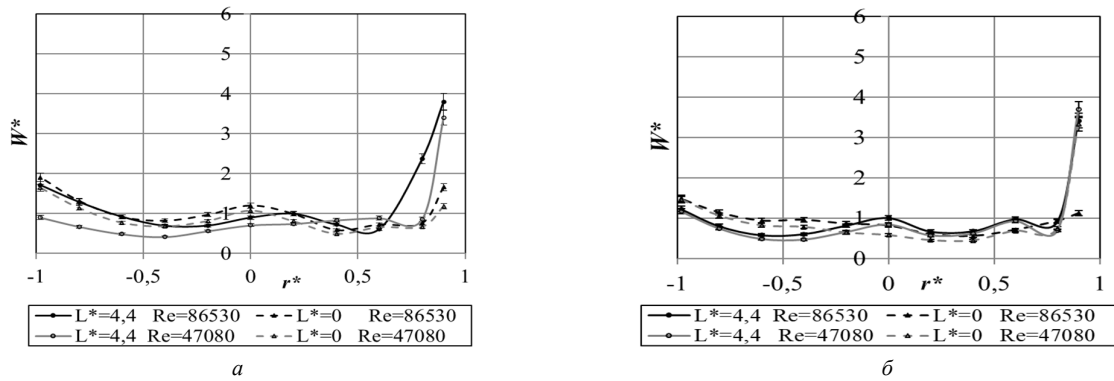


Рис. 4. Профілі осьової складової усередненої швидкості у вихідному перерізі камери: *a* – $\alpha = +20^\circ$; *b* – $\alpha = -20^\circ$

трансверсальних і осьових швидкостей (з урахуванням відсутності за визначенням співвідношень швидкостей, що дорівнюють ± 1 при $r^* = \pm 1$):

$$\delta U^* = \frac{|U_{\max}^*| - |U_{\min}^*|}{|U_c^*|}, \quad \delta W^* = \frac{W_{\max}^* - W_{\min}^*}{W_c^*}, \quad (1)$$

де чисельники в (1) містять відповідно максимальні і мінімальні значення складових швидкості, а знаменники – середні за вихідним перерізом камери значення швидкості. Дані щодо δU^* і δW^* наведені в таблиці 1. Наведені дані показують, що при збільшенні величини відносної глибини тупикової частини ВК від $L^* = 0$ до $L^* = 4,4$ зростання (в 2–2,45 разу) розкиду локальних значень осьових швидкостей δW^* значно превалює над зростанням (в 1,35 разу) розкиду трансверсальних швидкостей δU^* для варіанта $\alpha = +20^\circ$ при відповідних величинах переважання 1,13–2,65 і 1,04–1,2 для варіанта $\alpha = -20^\circ$.

Цей факт свідчить про певне залишкове домінування у вихідному перерізі ВК моменту імпульсу вхідного потоку над осьовими компонентами течії.

Застосована статистична обробка даних актуальних швидкостей дозволила інтегрально оцінити вплив сформованих КВС у видовженій тупиковій частині ВК [2] не тільки на профілі локальних усереднених за часом швидкостей (див. рис. 3, 4), але й на зміни усереднених за вихідним перерізом камери величин відносної інтенсивності трансверсальних і осьових пульсацій швидкості $\bar{\epsilon}_u = \sqrt{u'^2}/U$, $\bar{\epsilon}_w = \sqrt{w'^2}/W$ при зміні параметра L^* від 0 до 4,4. Для порівняльних оцінок доцільно ввести відповідні параметри відносної зміни інтенсивності пульсацій швидкості:

$$k_u = \frac{\bar{\epsilon}_u - \bar{\epsilon}_{u,o}}{\bar{\epsilon}_{u,o}}, \quad k_w = \frac{\bar{\epsilon}_w - \bar{\epsilon}_{w,o}}{\bar{\epsilon}_{w,o}},$$

де індексом “o” позначено величини при $L^* = 0$.

Результати такої обробки дослідних даних показали наступне.

Таблиця 1. Ступінь асиметричності профілів швидкості

Осьовий кут підведення газу	Число Рейнольдса вхідного потоку	Відносна глибина тупикової зони ВК	Максимальний розкид трансверсальних швидкостей	Максимальний розкид осьових швидкостей
α , град	Re	L^*	δU^* , %	δW^* , %
+20	86530	4,4	102,8	239,3
		0	76	122
	47080	4,4	176,8	314,4
		0	131	128,4
-20	86530	4,4	97,5	268
		0	93,6	101
	47080	4,4	187,5	326,5
		0	156,8	289

Осьовий кут входу потоку до камери $\alpha = +20^\circ$.

Модуль середньої за вихідним перерізом ВК трансверсальної швидкості $|U_c^*|$ зменшується відносно варіанта $L^* = 0$ на 16 % при $Re_{\max} = 86530$ і на 18,5 % при $Re_{\min} = 47080$. Натомість спостерігається суттєве зростання середньої осьової швидкості W_c^* : на 24 % при Re_{\max} і на 5,2 % при Re_{\min} відносно варіанта $L^* = 0$. При цьому відбувається значне зростання усередненої за вихідним перерізом величини інтенсивності трансверсальних пульсацій при переході від варіанта камери з $L^* = 0$ до варіанта з $L^* = 4,4$: $k_u = +17$ % при Re_{\max} та $k_u = +15,2$ % при Re_{\min} . Проте суттєвої зміни інтенсивності осьових пульсацій швидкості порівняно з камерою при $L^* = 0$ практично не спостерігається ($k_w = +1,8$ % при Re_{\max} ; $k_w = -2,4$ % при Re_{\min}).

Осьовий кут входу потоку до камери $\alpha = -20^\circ$.

Модуль середньої за вихідним перерізом ВК трансверсальної швидкості $|U_c^*|$ зменшується відносно значення при $L^* = 0$ більш істотно порівняно з попереднім варіантом входу потоку до камери: на 22,4 % при Re_{\max} і на 20,6 % при Re_{\min} . Середня осьова швидкість W_c^* при Re_{\max} зростає на 15,4 %, але незначно зменшується при Re_{\min} (на 1,3 % згідно з розрахунком). Для даного варіанта підведення потоку до порожнини камери слід відмітити менш регулярний відносно числа Re характер зміни інтенсивності обох складових пульсацій швидкості при збільшенні глибини тупикової частини ВК до $L^* = 4,4$: $k_u = +14,7$ % при Re_{\max} та $k_u = +0,2$ % при Re_{\min} , а також $k_w = -2$ % при Re_{\max} та $k_w = -0,2$ % при Re_{\min} .

З наведеного можна зробити такі висновки. По-перше, незалежно від величини осьового кута однобічного входу потоку до камери спостерігається передача на макрорівні кінетичної енергії усередненої закрученої течії від обертальної до осьової складових руху. Така трансформація може відбуватися, головним чином, через дію саме трансверсальних турбулентних напружень, якщо врахувати певне згасання початкового моменту імпульсу газу за рахунок в'язкості за умови збереження суцільності течії в циліндричній частині ВК. Практична незмінність середньої інтенсивності осьових пульсацій швидкості при зміні параметра L^* від 0 до 4,4 свідчить про перенос механічної енергії турбулентними молями, які генеруються в зсувних обертальних шарах середовища, безпосередньо від трансверсальної до осьової складових усередненого руху. По-друге, видовження тупикової частини ВК, принаймні до значення $L^* = 4,4$, для камери з $\alpha = +20^\circ$ відрізняється більш регулярним за числом Re характером такого перерозподілу енергії обертального руху на користь осьового порівняно з варіантом камери при $\alpha = -20^\circ$. Очевидно, саме при $\alpha = +20^\circ$ зазначений ефект може сприяти кращому перемішуванню середовища в закрученому потоці, якщо врахувати особли-

вості його обертального руху на різних радіусах циліндричної частини вихрових камер [27].

Для більш наочного представлення розподілу локальних величин інтенсивності пульсацій швидкості у вихідному перерізі камери наведемо графічні залежності $\epsilon_u(r^*)$ і $\epsilon_w(r^*)$ (рис. 5).

Як видно з рис. 5, а, б, найбільші значення величин інтенсивності трансверсальних пульсацій швидкості незалежно від осьового кута підведення вхідного потоку камери зосереджені в діапазоні $-0,5 < r^* < 0,5$, тобто в області, наближеній до зони вимушеного вихору, поза межами якої відбувається різка зміна закону квазітвердотільного обертання потоку (див. рис. 3, а, б) (крім зафіксованих окремих сплесків інтенсивності трансверсальних пульсацій в пристінній області проходження найбільш енергоємної частини вихору з максимальним моментом імпульсу). Розподіли інтенсивності трансверсальних пульсацій $\epsilon_u(r^*)$ вздовж вертикального діаметра вихідного перерізу ВК відрізняються більшою стабільністю при $Re = \text{var}$ та $L^* = \text{var}$, ніж розподіли ϵ_w . Значна розшарованість кривих осьових пульсацій $\epsilon_w(r^*)$ для варіанта камери при $\alpha = +20^\circ$ порівняно з варіантом камери $\alpha = -20^\circ$ (рис. 5, в, г) свідчить про більш складний і досить інтенсивний турбулентний обмін в процесі перетворення кінетичної енергії обертального руху в енергію осьового руху при частковій орієнтації вхідного закрученого потоку в бік виходу з камери. Причому хвилюподібний характер графіків залежності $\epsilon_w(r^*)$ з великою кількістю перегинів для варіантів ВК з $L^* = 4,4$ є результатом взаємодії активної частини вхідного потоку з центральним квазітвердотільним вихровим утворенням, яке формується у видовженій тупиковій зоні камери [2] (для варіанта камери з $L^* = 0$ умови такого формування практично відсутні за визначенням).

Однак слід зауважити, що наведені оцінки профілів ϵ_u і ϵ_w носять наближений характер, оскільки при використанні апаратури термоанемометрії та реалізації методики статистичної обробки інформації, отриманої за її допомогою, передбачалося задовольняння теореми про ергодичність. Як відомо, властивість ергодичності, згідно теореми Біркгофа-Хінчина, притаманна стаціонарним випадковим процесам, а крива щільності розподілу ймовірності максимально наближена до одномодового гаусового вигляду. Проте, досвід показує, що в зонах взаємодії КВС зсувних потоків умови відповідності нормальному закону розподілу ймовірності порушуються. Це спричинило необхідність проведення аналізу реальних законів розподілу щільності ймовірності швидкостей за вихідним перерізом ВК з метою виділення зон найбільшої адекватності профілів швидкості і інтенсивності пульсацій. Для цього було використано статистичний параметр – контрекспес $\alpha = 1/\sqrt{Ex}$, де $Ex = \frac{\mu_4}{\sigma^4}$ – експес розподілу,

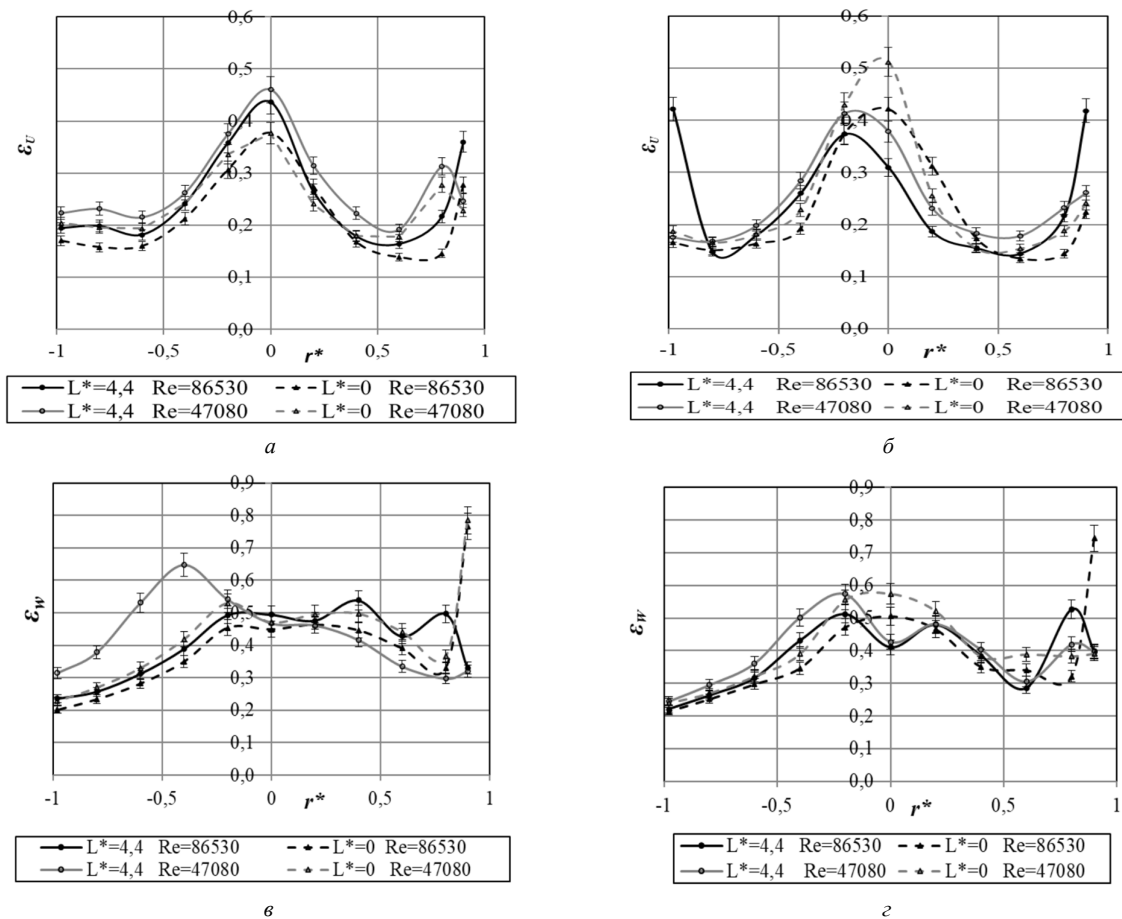


Рис. 5. Відносна інтенсивність трансверсальних і осевих пульсацій швидкості у вихідному перерізі вихрової камери: а, в – $\alpha = +20^\circ$; б, г – $\alpha = -20^\circ$

що характеризує ступінь “крутості” розподілу; μ_4 – четвертий центральний момент; σ – середня квадратична пульсація швидкості.

В класифікації розподілів ймовірності за їх формою нормальному закону строго відповідає величина контрексесу $\varkappa = 0,577$. Проте, при аналізі даних розподілу контрексесу $\varkappa(r^*)$ можна виділити безрозмірні радіуси із наближено нормальним законом розподілу щільності ймовірності швидкостей ($0,515 \leq \varkappa \leq 0,645$, як це загально прийнято), а також із законом розподілу, близьким до закону Лапласа ($0,4 < \varkappa < 0,5$). Обробка даних розподілу контрексесу $\varkappa(r^*)$ (рис. 6) дозволяє наближено вважати, що найбільш коректні результати прийнятої статистичної обробки даних термоанемометрії течії зосереджені в діапазонах безрозмірних радіусів, зведених в таблиці 2. Фізично ці зони можна інтерпретувати як зони з меншою чи більшою детермінованістю течії.

Важливо зазначити наступне: аналіз отриманих даних довів, що в когерентних вихрових утвореннях мають місце зони майже ізотропної турбулентності з

рівномірним перемішуванням середовища, зокрема в таких характерних КВС [2], [27], як квазітвердотільна область течії поблизу центральної осі ВК [2], [27] і, особливо, пристінна область найбільш енергоємного вихрового утворення.

Очевидно, визначення локалізації зазначених зон може бути корисним при розробці конструкцій камер змішування з підведенням інших компонентів до основного робочого середовища енергетичних і технологічних систем різного призначення.

Здійснено узагальнену двовимірну оцінку розподілу енергії пульсаційного руху за вихідним перерізом ВК на підставі величини відносної інтегральної інтенсивності пульсацій швидкості.

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{2}(u'^2 + w'^2)} / V_s, \quad (2)$$

Де $V_s = \sqrt{U^2 + W^2}$ – визначена у різних точках діаметра вихідного поперечного перерізу камери місцева тангенціальна швидкість спіралеподібної закрученої течії.

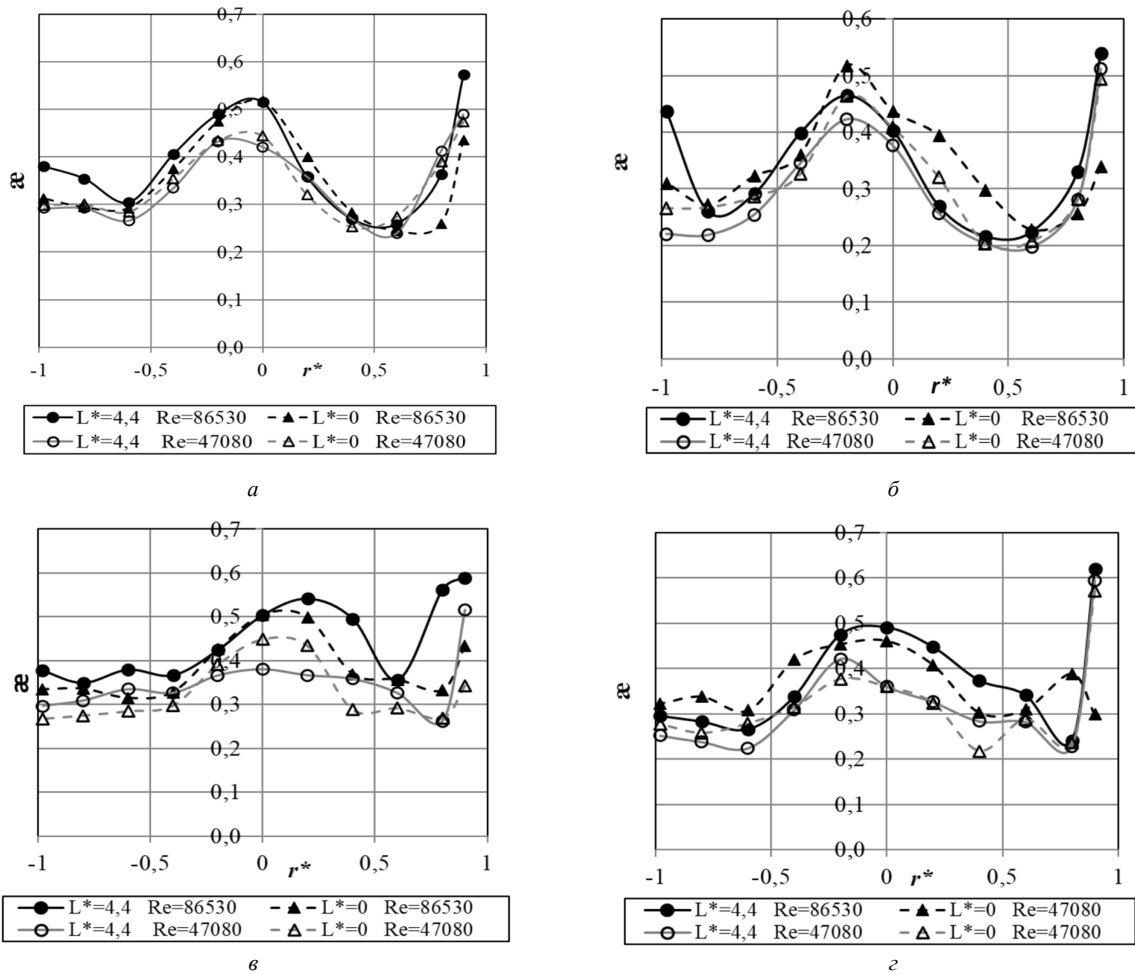


Рис. 6. Розподіл контртекстусу швидкостей у вихідному перерізі вихрової камери: а, в – $\alpha = +20^\circ$ (а – трансверсальна швидкість, в – осьова швидкість); б, г – $\alpha = -20^\circ$ (б – трансверсальна швидкість, г – осьова швидкість)

Таблиця 2. Вибірка параметрів наближеної відповідності нормальному закону розподілу ймовірності

Осьовий кут підведення газу	Вид складової усередненої швидкості	Число Рейнольдса вхідного потоку	Відносна глибина тупикової зони ВК	Відносний радіус	Контртекстус
α , град		Re	L^*	r^*	\bar{u}
+20	Трансверсальна	86530	4,4	-0,2-0	0,5-0,52
				0,9	0,573
	Осьова	86530	4,4	0-0,2	0,5-0,54
				0,8-0,9	0,56-0,59
-20	Трансверсальна	86530	4,4	0,9	0,54
			0	-0,2	0,52
	Осьова	86530	4,4	0	0,49
				0,9	0,62

На рис. 7 показано розподіл цього параметра у вертикальному вихідному перерізі двох варіантів камери при $Re = var$. Як видно, розподіли інтегральної інтенсивності пульсацій швидкості та локальних величин інтенсивності пульсацій $\epsilon_v(r^*)$ (див. рис. 5, а, б) в досліджуваному діапазоні чисел Рейнольдса корелюються між собою. Це пояснюється значним домінуванням і більш регулярним характером розподілу усередненої за вихідним перерізом величини інтенсивності трансверсальних пульсацій порівняно з інтенсивністю осьових пульсацій для камер з $L^* = 0$ і $L^* = 4,4$. Проте, варто уваги факт переважання як величин ϵ_U , так і величин інтегральної інтенсивності пульсацій швидкості ϵ на різних радіусах вихідного перерізу камери з видовженою тупиковою частиною при осьовому куті підведення повітря $\alpha = +20^\circ$ порівняно з варіантом ВК при $L^* = 0$. Щодо величин ϵ_U , то зміну їх середніх за перерізом ВК значень при переході від варіанта $L^* = 0$ до варіанта $L^* = 4,4$ було відображено параметром k_u .

Обробка даних графіків на рис. 7 при зміні глибини тупикової частини камери від $L^* = 0$ до $L^* = 4,4$ показує найбільший приріст усереднених за вихідним перерізом величин інтегрального показника інтенсивності двовимірних пульсацій ϵ для варіанта камери при $\alpha = +20^\circ$, а саме: на 16,75 % при $Re = 86530$ і на 13,2 %

при $Re = 47080$. Значно менший приріст ϵ має місце для варіанта камери при $\alpha = -20^\circ$: на 9,2 % при $Re = 86530$ і на 3,6 % при $Re = 47080$.

Висновки

1. Експериментальним шляхом з'ясовано можливість керувального впливу когерентних утворень, генерованих в тупиковій зоні вихрової камери з однобічним тангенціальним входом середовища, на структуру і характеристики вихідного потоку при комбінованому варіюванні осьових кутів входу потоку при різних величинах числа Рейнольдса, а також відносної глибини установки глухого торця камери змішування торцевого типу.

2. Показано, що в когерентних вихрових утвореннях мають місце зони локалізації майже ізотропної турбулентності з рівномірним перемішуванням робочого середовища.

3. З'ясовано, що кут підведення потоку до камери відносно її поздовжньої осі $\alpha = +20^\circ$ при збільшенні відносної глибини тупикової частини L^* від 0 до 4,4 супроводжується більш регулярним за числом Re , порівняно з варіантом камери при $\alpha = -20^\circ$, характером перерозподілу кінетичної енергії закрученої течії

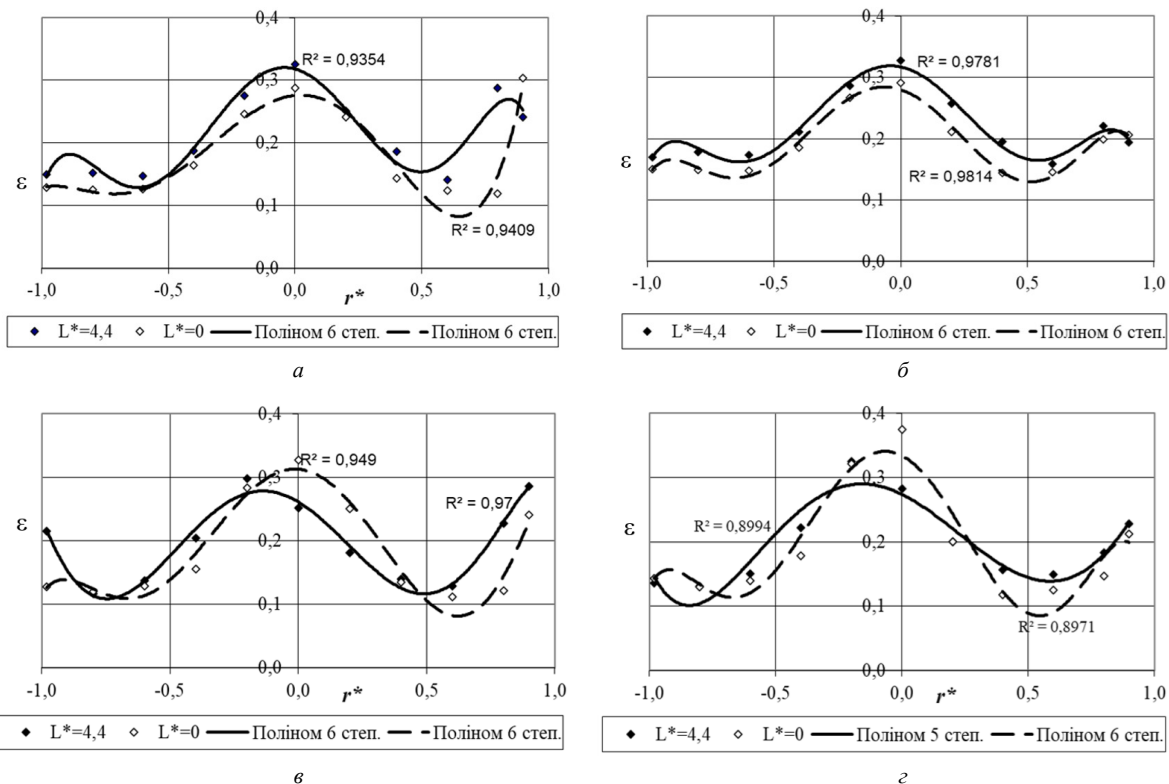


Рис. 7. Розподіл відносної інтегральної інтенсивності пульсацій швидкості у вихідному перерізі камери: а – $\alpha = +20^\circ$, $Re = 86530$; б – $\alpha = +20^\circ$, $Re = 47080$; в – $\alpha = -20^\circ$, $Re = 86530$; г – $Re = 47080$

від обертальної до осьової складових руху при одночасному зростанні на 15–17 % величини інтенсивності трансверсальних пульсацій в досліджуваному діапазоні чисел Рейнольдса $Re=47080 \div 86530$. При цьому усереднена за вихідним перерізом інтенсивність двовимірних пульсацій для камери з $\alpha = +20^\circ$ зростає від 13 % до 17 % проти (3–9) % приросту для варіанта $\alpha = -20^\circ$.

4. Встановлено, що серед випробуваних варіантів вихрової камери, незалежно від величин числа Рейнольдса, комбінований варіант застосування осьового кута підведення робочого середовища при відносній глибині тупикової частини $L^* = 4,4$ забезпечує найпростішу конструктивну та ефективну керувальну дію на процеси переносу в закрученому потоці робочого середовища

5. Отримані результати розширюють можливість сформульованого нами в попередніх роботах [4], [5]

методу керування структурою і характеристиками течії на виході ВК торцевого типу і можуть бути корисними при проектуванні пристроїв для утворення гомогенних робочих сумішей в енергетичній, хімічній, нафтопереробній та інших галузях промисловості, а також для покращення повноти згоряння компонентів палива в енергетичних установках і ракетних двигунах.

Конфлікт інтересів

Автори заявляють, що вони не мають жодного конфлікту інтересів щодо цього дослідження, включаючи фінансові, особисті, авторські або будь-якого іншого характеру, які могли б вплинути на дослідження та його результати, представлені в цій статті.

Використання штучного інтелекту

Автори підтверджують, що не використовували технології штучного інтелекту при створенні даної роботи.

References

- [1] H. Schlichting and K. Gersten, *Boundary Layer Theory*, 9th ed., Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 805 p., 2017. doi: https://doi.org/10.1007/978-3-662-52919-5_1.
- [2] V. V. Babenko and V. N. Turick, "Maket vihrevykh struktur pri techenii potoka v vihrevoj kamere," *Prikladna gidromehanika*, Vol. 10 (82), No. 3, pp. 3–19, 2008, doi: [https://hydromech.org.ua/content/pdf/ph/ph-10-3\(03-19\).pdf](https://hydromech.org.ua/content/pdf/ph/ph-10-3(03-19).pdf).
- [3] V. V. Babenko, V. M. Turyk and D. Ye. Milyukov, "Vplyv rozoseredzhenogo pidvedennya gazu na kinematyku techiyi u tupykovij zoni vykhrovoyi kamery," *Promyslova gidravlika i pnevmatyka*, No. 1(31), pp. 25–29, 2011.
- [4] V. Turick *et al.*, "Examining the technique to control the structure of current in vortex chambers by wing vortex generators," *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, Vol. 1, No. 5 (91), pp. 28–38, 2018, doi: <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2018.121962>.
- [5] V. Turyk *et al.*, "Development of an untraditional technique to control the structure of the output flow from a vortex chamber," *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, Vol. 6, No. 8 (120), pp. 55–64, 2022, doi: <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2022.268516>.
- [6] A. A. Halatov, A. A. Avramenko and I. V. Shevchuk, "Zakruchennye potoki," in *Teploobmen i gidrodinamika v polyah centrobezhnykh massovykh sil*, Vol. 3, In-t tehn. teplofiziki NAN Ukrainy, 2000, 474 p.
- [7] A. A. Halatov, I. I. Borisov and S. V. Shevcov, "Teploobmen i teplogidravlicheskaya effektivnost vihrevykh i zakruchennykh potokov," in *Teploobmen i gidrodinamika v polyah centrobezhnykh massovykh sil*, Vol. 5, In-t tehn. teplofiziki NAN Ukrainy, 2005, 500 p.
- [8] A. A. Halatov *et al.*, "Teploobmen i gidrodinamika pri ciklonnom ohlazhdenii lopatok gazovykh turbin," *Teploobmen i gidrodinamika v polyah centrobezhnykh massovykh sil*, Vol. 9, In-t tehn. teplofiziki NAN Ukrainy, 2010, 317 p.
- [9] D. N. Wormley, "An Analytical Model for the Incompressible Flow in Short Vortex Chambers," *J. Basic Eng.*, 91(2), pp. 264–272, Jun 1969, doi: <https://doi.org/10.1115/1.3571091>.
- [10] Brody Walker. *Engineering Fundamentals of Internal Combustion Engine*. Publisher Larsen and Keller Education, USA, 2017, 279 p. ISBN-13 9781635491555.
- [11] B. J. Sugakov, *Osnovy synergetyky*, K., Oberegy, 2001, 281 p.
- [12] V. V. Babenko, H. H. Chun and I. Li, *Boundary layer flow over elastic surfaces. Compliant surfaces and combined methods for marine vessel drag reduction*, Amsterdam, Boston, Heidelberg, London and others, Elsevier publishers, Butterworth–Heinemann, 2012, 613 p.
- [13] J. H. Fersziger, M. Perić and R. L. Street, *Computational methods for fluid dynamics*, Berlin, Heidelberg, New York, Barcelona, Hong Kong, London, Milan, Paris, Tokyo, Springer, 2020, 614 p.
- [14] X. G. Wei, J. Li and G. Q. He, "Swirl Characteristics of Vortex Valve Variable-Thrust Solid Rocket Motor," *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 11, No. 1, 2018, pp. 205–215, doi: <https://doi.org/10.29252/jafm.11.01.27658>.
- [15] Ming-hsun Wu *et al.*, "Combustion in meso-scale vortex chambers", *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 31, Issue 2, Jan. 2007, pp. 3235–3242, doi: <https://doi.org/10.1016/j.proci.2006.08.114>.
- [16] S. A. Kolgejt, "Vihrevoj uskoritel gaza," *Raketnaya tehnika i kosmonavtika*, No. 12, 1964, pp. 108–113.
- [17] W. H. Knuth *et al.*, "Preliminary CFD analysis of the vortex hybrid rocket chamber and nozzle flow field," *AIAA Paper*, No. 1998–3351, doi: <https://doi.org/10.2514/6.1998-3351>.

- [18] W. H. Knuth *et al.*, “Solid-fuel regression rate behavior of vortex hybrid rocket engines,” *J. Propul Power*, vol.18, 2002, pp. 600–609, doi: <https://doi.org/10.2514/2.5974>.
- [19] J. A. Sauer *et al.*, “Development of a LOX/RP-1 vortex combustion cold-wall thrust chamber assembly,” *AIAA Paper*, No. 2002-4144, doi: <https://doi.org/10.2514/6.2002-4144>.
- [20] M. J. Chiaverini *et al.*, “Vortex combustion chamber development for future liquid rocket engine applications,” *AIAA Paper*, No. 2002-4149, doi: <https://doi.org/10.2514/6.2002-4149>.
- [21] M. J. Chiaverini *et al.*, “Vortex thrust chamber testing and analysis for O₂-H₂ propulsion applications,” *AIAA Paper*, No. 2003-4473, doi: <https://doi.org/10.2514/6.2003-4473>.
- [22] J. Majdalani and M.J. Chiaverini, “Characterization of GO₂–GH₂ simulations of a miniature vortex combustion cold-wall chamber,” *J. Propul. Power*, Vol. 33, 2017, pp. 387–397, doi: <https://doi.org/10.2514/1.B36277>.
- [23] T. Sakurai, Y. Oishige and K. Saito, “Fuel regression behavior of swirling-injection end-burning hybrid rocket engine,” *Bulletin of the JSME, Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 14, No. 3, pp. 1–12, 2019, doi: <https://doi.org/10.1299/jfst.2019jfst0025>.
- [24] G. Sharma and J. Majdalani, “Effects of nozzle inlet size and curvature on the flow development in a bidirectional vortex chamber,” *Phys. Fluids*, Vol. 33, 093607, pp.1–16, 2021, doi: <https://doi.org/10.1063/5.0066121>.
- [25] B. A. Maicke, O. Cecil and J. Majdalani, “On the Compressible Bidirectional Vortex in a Cyclonically Driven Trkalian Flow Field,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 823, pp. 755–786, June 2017, doi: <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.310>.
- [26] G. Sharma and J. Majdalani, “Effects of various inlet parameters on the computed flow development in a bidirectional vortex chamber,” *Phys. Fluids*, Vol.34, 043607, 2022, pp. 1–8, doi: <https://doi.org/10.1063/5.0089443>.
- [27] V. Turick, “Expanding the concept of end effect in vortex chambers,” *Mech. Adv. Technol.*, No. 3(87), pp. 100–106, Dec. 2019, doi: <https://doi.org/10.20535/2521-1943.2019.87.190550>.

Response of the structure and characteristics of the outlet flow of a vortex mixing chamber to changes in design parameters. Part 1

Volodymyr Turyk¹ • Viktor Kochin² • Volodymyr Moroz²

¹ Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute, Kyiv, Ukraine

² Institute of Hydromechanics, NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine

Abstract. The results of an experimental study of the little-studied phenomenon of the influence of vortex formations of the dead end part of a vortex mixing chamber of the end type on the structure and integral characteristics of the output flow are presented. Thermoanemometric studies on a model sample of a vortex chamber of a typical design made it possible to identify the reaction of the profiles of the components of the time-averaged local velocity and the relative intensity of the flow velocity pulsations, which determine the efficiency of mixing and heat and mass transfer, to the complex variation of the axial angles α of the tangential supply of the medium to the chamber cavity and the relative depth of its dead end part $L^* = L/d_0$ (d_0 is the diameter of the chamber). Zones of localization of almost isotropic turbulence with uniform mixing of the working medium in coherent vortex formations were identified. It was found that at $\alpha = +20^\circ$ the increase in the value of L^* from 0 to 4.4 is accompanied by a more regular in terms of Re number character, compared to the chamber variant with $\alpha = -20^\circ$, of the redistribution of the kinetic energy of the swirling flow from the rotational to the axial components of the motion with a simultaneous increase of 15–17 % in the intensity of transverse pulsations in the studied range of Reynolds numbers $Re = 47080 \div 86530$. Under these conditions two-dimensional pulsation intensity averaged over the output cross section for the chamber with $\alpha = +20^\circ$ increases from 13 % to 17 % against (3–9) % increase for the variant $\alpha = -20^\circ$. Therefore, the combination of chamber parameters $\alpha = +20^\circ$ and $L^* = 4.4$ can be considered as one of the simplest constructive and effective control actions on the transfer processes in swirling flows of working media, which is important in the design of combustion chambers, rocket engines, power plants, chemical reactors, etc.

Keywords: vortex chamber; coherent vortex structures; thermal anemometry; velocity profiles; pulsation intensity; mixing of components; heat and mass transfer; power plants; rocket engine.