

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
МЕХАНІКО-МАШИНОБУДІВНИЙ ІНСТИТУТ**

Кафедра прикладної гідроаеромеханіки і механотроніки

«До захисту допущено»

В.о. завідувача кафедри
_____ Олександр ЛУГОВСЬКИЙ

“ ” _____ 2021 р.

**Дипломний проєкт
на здобуття ступеня бакалавра
за освітньо-професійною програмою «Автоматизовані та роботизовані
механічні системи»
спеціальності 131 Прикладна механіка**

**на тему: «Вплив конструктивних параметрів вихрової камери змішування
на структуру вихідного потоку»**

Виконав: студент 4 курсу, групи МА-71

_____ Пахачук Микола Миколайович _____
(прізвище, ім'я, по батькові) (підпис)

Керівник професор, к.т.н., доцент Турик В. М. _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Консультант з охорони праці _____ ст.викладач Ковтун А.І. _____
(назва розділу) (вчені ступінь та звання, прізвище, ініціали) (підпис)

Консультант з технології машинобудування к.т.н., доц. Корєньков В.М. _____
(назва розділу) (вчені ступінь та звання, прізвище, ініціали) (підпис)

Рецензент _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали) (підпис)

Засвідчую, що у цьому дипломному проєкті
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань.

Студент _____
(підпис)

Київ – 2021 року

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Механіко-машинобудівний інститут
Кафедра прикладної гідроаеромеханіки і механотроніки

Рівень вищої освіти – перший (бакалаврський)

Спеціальність – 131 Прикладна механіка

Освітньо-професійна програма «Автоматизовані та роботизовані механічні системи»

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. завідувача кафедри

Олександр ЛУГОВСЬКИЙ

(підпис)

“ _____ ” _____ 2021 р.

ЗАВДАННЯ
на дипломний проєкт студенту

Пахачук Микола Миколайович
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема проєкту «Вплив конструктивних параметрів вихрової камери змішування на структуру вихідного потоку»

керівник проєкту Турик Володимир Миколайович, к.т.н., доцент,
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджена наказом по університету від “ 18 ” 05 2021 року № 1203-с

2. Термін подання студентом проєкту _____
3. Вихідні дані до проєкту: вихрова камера з однобічним тангенціальним підведенням газу; внутрішній діаметр камери $d_0=0,102$ м; розміри проточного тракту вхідного сопла $0,041 \times 0,025$ м²; діапазони зміни параметрів: глибини тупикової частини $(0 \div 4,4)d_0$, осьових кутів установки сопла $-20^\circ \div +20^\circ$, чисел Рейнольдса соплового потоку $Re_c = 55000 \div 85000$ _____

4. Зміст пояснювальної записки: 1. Огляд літератури. 2. Математична модель течії у вихровій камері. 3. Розробка і модернізація елементів і вузлів експериментального стенда, методика проведення дослідження та його результати. 4. Технологія машинобудування. 5. Охорона праці. Висновки.

5. Перелік графічного матеріалу (із зазначенням обов'язкових креслень, плакатів, презентацій тощо)

1. Схема експериментальної установки. 2. Ділянка робоча (складальне креслення).
3. Деталювання елементів ділянки робочої. 4. Схема вимірювання. 5. Трубки пневмометричні спеціальні.

6. Консультанти розділів проєкту

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
1. Охорона праці	ст.викл. Ковтун А.І.		
2. Технологія машинобудування	доц. Кореньков В.М.		

7. Дата видачі завдання _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів виконання дипломного проєкту	Термін виконання етапів проєкту	Примітка
1	Аналіз літературних даних щодо конструкцій і робочих процесів вихрових камер змішування. Постановка задачі дипломного проєкту.	01.02–01.03.21	
2	Ознайомлення з експериментальною установкою для дослідження аеродинаміки вихрових камер. Розробка і модернізація елементів і вузлів для постановки експериментальної частини дипломного проєкту. Виконання креслень.	02.03–25.03.21	
3	Проведення першого етапу експериментів по визначенню переважних напрямків векторів швидкості у вихідному перерізі вихрової камери при зміні її конструктивних параметрів методом пневмометрії.	26.03–11.04.21	
4	Математичне моделювання турбулентних закручених течій.	12.04–30.04.21	
5	Коригування конструкції вузлів стенда та другого етапу експериментів по визначенню аеродинамічних характеристик потоку у вихідному перерізі вихрової камери методом термоанемометрії.	01.05–14.05.21	
6	Обробка результатів експериментів, їх аналіз і вибір раціональної комбінації конструктивних параметрів камери, що відповідають найкращим умовам стабілізації профілів усередненої швидкості та підвищення енергії пульсаційного руху вихідного потоку з камери. Оформлення пояснювальної записки і графічної частини дипломного проєкту.	15.05–31.05.21	

Студент

_____ (підпис)

Микола ПАХАЧУК

Керівник проєкту

_____ (підпис)

Володимир ТУРИК

Пояснювальна записка до дипломного проекту

на тему: Вплив конструктивних параметрів вихрової камери змішування на
структуру вихідного потоку

Київ – 2021 року

АНОТАЦІЯ

Дипломний проєкт присвячено розробці раціональної компоновки вузлів вихрової камери (ВК) і вибору відповідної комбінації їх конструктивних параметрів для покращення процесів змішування в газовому робочому середовищі. Необхідність такої розробки обумовлена нестандартним типом досліджуваної ВК, яка має видовжену тупикову частину між вхідним соплом і глухим торцем. Традиційні конструкції ВК не передбачали розвинених тупикових частин, оскільки вважалося, що течія рідин в них є неупорядкованою і навіть застійною. Це уявлення виявилось хибним після відкриття системи організованих квазірегулярних вихрових утворень із збереженням фаз взаємодії в тупиковій частини ВК. Було виявлено поділ вхідного струменя на пасивну і активну частини. Пасивна містить до 75% витрати вхідного потоку до камери і спрямовується спочатку у бік глухого торця, а потім через формування певних вихрових систем ця частина потоку змінює напрямок у бік вхідного сопла, де відбувається зустріч і змішування пасивного потоку з активним. Сукупність зазначених процесів є дуже складною і унеможлиблює отримання коректних результатів дослідження її існуючими аналітичними або чисельними методами. Тому питання раціональної компоновки елементів ВК і оцінки впливу конструктивних параметрів ВК на структуру вихідного потоку залишалося відкритим. Це викликало постановку даної роботи — експериментально дослідити конструктивні рішення, що зумовлюють статичні керувальні дії, які позитивно впливають на структуру вихідного потоку камери змішування. Варійованими параметрами ВК є відносна глибина тупикової частини і кут орієнтації проточного тракту вхідного сопла відносно її поздовжньої осі при значеннях числа Рейнольдса вхідного потоку за параметрами сопла $Re_c = (55 \div 85) \cdot 10^3$. Виявлено найбільш раціональні сполучення величин зазначених параметрів для покращення рівномірності профілів усередненої швидкості і підвищення відносної інтенсивності пульсацій швидкості, що відповідає найкращим умовам перемішування робочого середовища у ВК

«Influence of design parameters of vortex mixing chamber on the structure of the output flow»

The diploma projection is devoted to development of rational layout of the vortex chamber (VC) units and to choice of the proper design parameters combination for improvement of mixing processes in the gas working medium. The need for such development is due to a non-standard type of examined VC, which has an elongated impasse part between the input nozzle and dead end. Traditional designs of vortex cameras did not provide developed deadlock parts because it was believed that the flow of fluids in them is disordered and stagnant. This notion turned out to be false after the opening of a system of organized quasi-regulatory vortex formations with the preservation of interaction phases in the VC impasse part. It was found that there is a division of the incoming jet into passive and active parts. Passive one contains up to 75% flow rate of the input stream to the chamber and it's directed first towards the dead end, and then through the formation of certain vortical systems, this part of the stream changes direction towards the incoming nozzle where there is a meeting and mixing of passive flow with the active one. The totality of these processes is very complex and makes it impossible to obtain correct results of its research by existing analytical or numerical methods. Therefore, the question of rational elements layout and effect estimation of the design parameters of the output stream structure remained open. This prompted to statement of this work — an experimental study of the design solutions which cause the static control action with positive influence to the output stream structure of the vortex mixing chamber. A relative depth of the impasse part of the chamber and the orientation angle of the inlet nozzle flowing path regarding to VC longitudinal axis were adopted as the varying parameters with the Reynolds number values by the nozzle input stream $Re_c = (55 \div 85) \cdot 10^3$. The most rational combinations of the values of these parameters were revealed to improve the uniformity of the averaged velocity profiles and to increase the relative intensity of velocity pulsations corresponding to the best conditions for the working medium mixing in the VC.

ЗАВДАННЯ	2
Примітка	3
ВСТУП.....	5
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	7
1.1. Використання закручених потоків в технічних пристроях.....	7
1.1.1. Закручені потоки в теплових двигунах	7
1.1.2. Вихрові труби	13
1.1.3. Камери циклонного типу в промисловості і енергетиці	16
1.2. Огляд виявлених когерентних вихрових структур.....	17
Вихори Тейлора.....	19
Вихори Людвіга.....	21
Вихори Гьортлера	22
1.3. Дослідження турбулентних закручених потоків	24
1.4. Вплив закрутки потоків на теплообмін в них	28
Висновки з огляду літератури і постановка задачі.....	32
РОЗДІЛ 2. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ТЕЧІЇ У ВИХРОВІЙ КАМЕРІ.....	34
2.1. Загальна система рівнянь турбулентної течії	34
2.2. Спрощена математична модель закрученого потоку	40
РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИЙ СТЕНД, МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ЙОГО РЕЗУЛЬТАТИ.....	52
3.1. Загальна характеристика стенда.....	52
3.2. Аналіз методик експериментального дослідження	55
3.2.1. Вимірювання параметрів пневмометричними насадками	56
3.2.2. Характеристика методів термоанемометричних вимірювань	58
3.2.3. Методика застосування апаратури термоанемометрії для визначення аеродинамічних параметрів течії	66
3.2.4. Методика проведення дослідів і результати вимірювань	68

					<i>ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ</i>		
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата			
Розробив		Пахачук М. М.			Вплив конструктивних параметрів вихрової камери змішування на структуру вихідного потоку	Літ.	Арк.
Перевірив		Турик В. М.					Аркушів
							1
							92
					КПІ ім. Ізгоря Сікорського «КПІ»		

Висновки по розділу 3	75
РОЗДІЛ 4. ТЕХНОЛОГІЯ МАШИНОБУДУВАННЯ	76
4.1 Опис деталі	76
4.2 Вибір заготовок	77
4.3 Розробка технічного процесу	77
Висновки по розділу 4	80
РОЗДІЛ 5. ОХОРОНА ПРАЦІ.....	81
5.1 Електробезпека	81
5.2 Рівень шуму	82
5.3 Освітленість	82
5.4. Пожежна безпека	85
5.5. Висновки по розділу	86
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ	87
ЛІТЕРАТУРА	88

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						4
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

ВСТУП

Вихрові камери широко застосовуються в енергетичному обладнанні, в різних галузях промисловості, в теплових двигунах — дизелях, газотурбінних і ракетних двигунах, а також в камерах згоряння МГД-генераторів тощо. Структура потоків, в залежності від конструктивних особливостей указаних пристроїв, є різною, що відповідає різним цілям їх застосування — від блокування процесів тепломасообміну газовими завісами до суттєвої інтенсифікації процесів переносу. Через велику різноманітність конструкцій вихрових камер, розробка яких, як правило, підпорядкована конкретним промисловим замовленням, до теперішнього часу відсутні системні підходи до детального вивчення обмежених закручених потоків, характерних для вихрових камер. До того ж, питання розрахунку та проектування апаратів, що оптимальним чином використовують закручені струмені та потоки, залишаються відкритими через складність самої проблеми моделювання турбулентності, а також через недостатність знань про вторинні течії, що накладаються на основні потоки у вихрових камерах.

Мало вивченими лишаються такі явища, як формування пристінних і об'ємних когерентних вихрових структур різних масштабів, „торцевий ефект” — явище руху рідини чи газу в напрямку глухого торця камери та стягування середовища від циліндричної поверхні камери до центру торцевого диску, а також взаємодія супутніх цьому явищу вихрових утворень. Такий стан суттєво ускладнює можливість хоча б наближеного прогнозування макро- і мікрокартин закрученої течії в вихрових камерах та завдання умов однозначності при постановках аналітичного і чисельного моделювання таких течій з ціллю раціоналізації робочих процесів та керування ними в камерах різноманітного призначення.

Для систематичного дослідження структури складних потоків за умови утворення явища „торцевого ефекту” кафедрою прикладної гідроаеромеханіки і механотроніки разом з Інститутом гідромеханіки НАН України було запроваджено цикл експериментальних досліджень аеродинаміки вихрових камер з видовженою тупиковою частиною. В.М. Туриком с аспірантами Макаренком

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						5
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

Р.О., Мілюковим Д.Є., Кочіною М.В. було вперше показано, що, на відміну від типових уявлень про неупорядкований та випадковий характер «застійної» течії в тупикових частинах камери при різних глибинах цих частин, течія в них відрізняється чіткою послідовністю формування і еволюції когерентних вихрових утворень, їх чіткими розподілом в просторі і взаємодією як у пристінній зоні камери, так і у товщі потоку із закруткою. Протилежні напрямки осьового руху деяких з них при різниці колових швидкостей всіх великомасштабних складових сукупної вихрової течії, очевидно, мають створювати умови певних зсувних ефектів, які генерують вихори менших масштабів. Сукупна дія зазначених різномасштабних вихорів має певним чином впливати на процеси переносу у вихровій камері. Отже, тупикова частина камери є своєрідним генератором вихорів, і досліди показують, що його функціонування не призводить до істотного зростання аеродинамічного опору.

Саме тому головна увага зазначених вище досліджень була спрямована на цю, найменш вивчену зону обмеженої течії в камерах — тупикову зону, і меншою мірою — на реакцію потоку у вихідному перерізі на певні керувальні дії у вхідному соплі («вихрове керування») і з боку торця («струминне керування»), що пояснюється великими часовими і матеріальними затратами на постановку подальших досліджень.

Метою даної роботи є розробка раціональної компоновки вузлів вихрової камери для суттєвого підвищення інтенсивності процесів перемішування робочих середовищ, модернізація експериментальної установки і методики досліджень впливу геометричних та режимних параметрів вихрових камер із змінною глибиною тупикової зони на макро- і мікроструктуру вихідного потоку, а також проведення експериментів та обробки їх результатів, що дасть можливість сформулювати рекомендації при проектуванні вихрових камер змішування різного призначення.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						6
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

Розділ 1. Огляд літератури

1.1. Використання закручених потоків в технічних пристроях

Закручені потоки широко використовуються в техніці, наприклад, в камерах згоряння, змішувачах, сепараторах, апаратах хімічної промисловості, циклонах, плазмотронах і т.п.

1.1.1. Закручені потоки в теплових двигунах

В двигунах внутрішнього згоряння закрутка потоків інтенсифікує перемішування повітря з паливом, що сприяє підвищенню повноти його згоряння, а отже, коефіцієнта корисної дії (ККД) двигунів, покращуються екологічні показники їх роботи за рахунок зменшення викидів шкідливих речовин в атмосферу. В циліндрах потужних дизельних двигунів із прямоточно-щілинною схемою газообміну закрутка свіжого заряду повітря значно покращує робочий процес на фазі «продувка–очищення–наповнення», що також сприяє підвищенню економічних і екологічних показників.

Особливе значення має застосування закрутки первинних потоків повітря в проточних камерах згоряння як стаціонарних газотурбінних установок, так і транспортних газотурбінних двигунів. Закрутка в таких камерах згоряння необхідна для стабілізації фронту полум'я і автоматичної підтримки стаціонарного режиму горіння, а також для підвищення якості сумішоутворення окислювача і відновника, процесів масотеплопереносу на стадії передполум'яних реакцій, процесу видимого горіння і, в кінцевому рахунку, для покращення показників економічності, надійності і екологічної безпеки вихлопних газів силових установок в цілому. Дослідження в цій галузі спрямовані, головним чином, на удосконалення методів і методик розрахунків і конструювання завихорювальних пристроїв (так званих реєстрів) камер згоряння газотурбінних установок, які впливають на якість і освітленість паливного факела.

Зупинимося на останніх тенденціях розвитку робіт в області газотурбінних камер згоряння. Роботи [1,2] присвячені питанням експериментального і чисельного дослідження процесів змішання крапельно-рідкого пального з повітрям у форсункових модулях камер згоряння сучасних газотурбінних

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						7
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

двигунів. Розглядаються і порівнюються такі типи фронтових пристроїв закрутки: звичайний двоюрисний вісерадіальний завихорювач і одна з модифікацій триюрисного модуля МОГОС, розробленого в ЦІАМ (Центральний Інститут Авіаційного Моторобудування).

Отже, оцінюється ефективність змішування у зазначених фронтових пристроях (завихорювачах) розпиленого рідкого пального з повітрям.

Згідно з першим етапом дослідження було проаналізовано експериментально отримані поля швидкості і концентрації крапельно-рідкого палива при витіканні повітряного потоку в необмежений простір. Було виявлено нестационарний характер течії за завихорювачем, а отримані експериментальні дані відповідних розподілів є усередненими за часом. Насправді, початкова ділянка факелу розпилю характеризується різким падінням максимальних значень концентрацій палива і тільки на великих відстанях вони зберігаються однаковими.

На другому етапі було здійснено удосконалення відомих раніше методик розрахунків, а результати цих розрахунків порівнювались з дослідними даними. В результаті було показано, що отримані розрахункові результати щодо характеристик течій на виході завихорювачів обох зазначених вище типів збігаються з експериментальними даними профілів швидкості і розмірів зон зворотних течій.

Третій етап було присвячено проведенню параметричних досліджень та аналізу отриманих результатів про особливості течії і розподіли пального в областях, обмежених стінками камери.

З'ясована відмінність структур газового потоку в модулі та за умов витікання потоку в безмежний простір, що безумовно впливає на розподіл пального в камері згоряння. Але для двох досліджуваних завихорювачів — двоюрисного і завихорювача модуля МОГОС — цей вплив є різним: він істотно більший в модулі МОГОС.

Схеми обох завихорювачів наведено на рис. 1.1.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						8
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

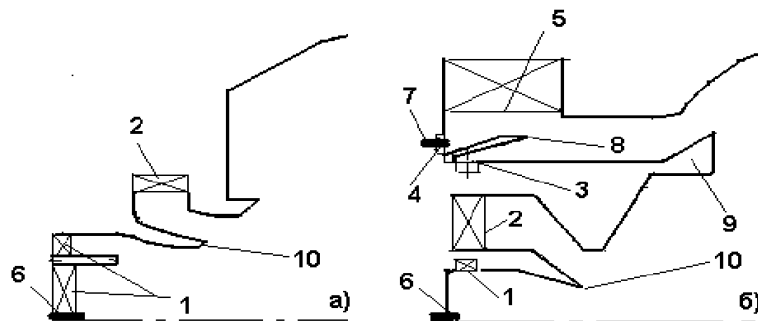


Рис. 1.1. Схеми завихрювачів: а) – двохярусна; б) – триярусна.

На схемах зображено: 1 – 5 - отвори підведення повітря; 6,7 – паливні форсунки; 8 – префільмер; 9 – стабілізатор; 10 – роздільники. Зупинимося на основних відмінностях в наведених схемах. В модулі МОГОС порівняно з двохярусним завихорювачем подвійний осьовий вхід першого ярусу замінений тангенціальним, а тангенціальний завихорювач другого ярусу – осьовим; також додається третій ярус з тангенціальним входом повітря, в якому встановлено префільмер для поліпшення розпилу пального, що подається із зовнішніх пневматичних форсунок. У триярусному завихорювачі пальне подається як через відцентрову форсунку, так і через 12 пневматичних форсунок пального, в той час як у двохярусному завихорювачі — тільки через відцентрову форсунку подачі основного пального. Напрями закруток потоків у всіх завихорювачах однакові. Центральний внутрішній канал двохярусного завихорювача призначений для подачі газоподібного пального.

Аналіз результатів розрахунків розподілів крапельно-рідкого палива за порівнюваними завихорювачами показує, що у випадку триярусного модуля паливний факел є більш широким, проте структура в поперечному перерізі модуля є менш рівномірною. Виявлено, що в модулі МОГОС розподіл пального сильно залежить від конструктивних і режимних параметрів, зокрема від витрат повітря через отвори розпилення і охолодження. Натомість у двохярусному завихрювачі розпил пального є більш рівномірним за поперечним перерізом робочого об'єму і зосереджується біля фронтної плити. Але в області зовнішньої стінки модуля факел сильно розширюється, що свідчить про інтенсифікацію процесів сумішоутворення. Визначено три основні причини відмінності

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		9

зазначених особливостей. Перша причина – в камері з двохярусним завихрювачем розпил палива відбувається форсунками, але в модулі МОГОС розподіл пального здійснюється його вторинним розпилом з гострих кромek роздільника потоків. Друга причина – більша інтенсивність закрутки потоків в модулі МОГОС призводить до виникнення в приосьовій області зони зворотних течій, яка формує потік повітря і характеристики паливного факела в цілому в модулі.

Рис. 1.2 ілюструє порівняння профілів осьової (U_x) і колової (U_φ) складових швидкості у вихідному перерізі завихрювального пристрою, отримані чисельними розрахунками і фізичним експериментом. Як видно, порівнювані профілі в цілому збігаються.

Але розраховані профілі як осьової, так колової складових швидкості є більш вузькими і розміщеними дещо ближче до осі модуля порівняно з експериментальними профілями. Крім того, в зоні зворотної течії на осі завихрювача розрахункові величини осьової проекції швидкості є меншими порівняно з експериментальними.

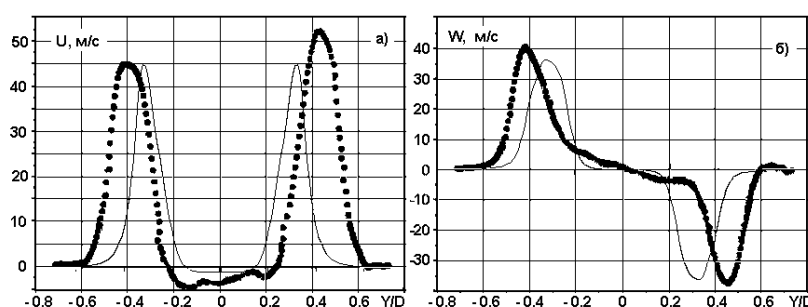


Рис. 1.2. Профілі швидкості U_x і U_φ на виході з завихрювача (суцільні лінії - розрахунок, точки – експеримент).

Як видно, в цілому результати розрахунків практично узгоджуються з експериментальними даними за структурою течії на виході із завихрювача, за конфігурацією зони зворотних течій і за розподілом концентрацій. Деяка відмінність розрахункових і експериментальних даних обумовлена відмінностями реальних вхідних профілів швидкості, а отже, різницею інтенсивностей процесів змішування потоків на виході завихрювача. Відіграє свою роль у відмінності

також виявлена експериментально нестационарність течії за даним завихрюючим пристроєм в досліджених режимах.

Цілком очевидно, що інтенсивність змішування крапельно-рідкого пального з потоком повітря головним чином визначається аеродинамікою течії. На рис. 1.3 і 1.4 наведено розрахункові результати розподілу швидкості в поздовжніх перерізах модулів, які встановлені у полум'яній трубі камери згоряння.

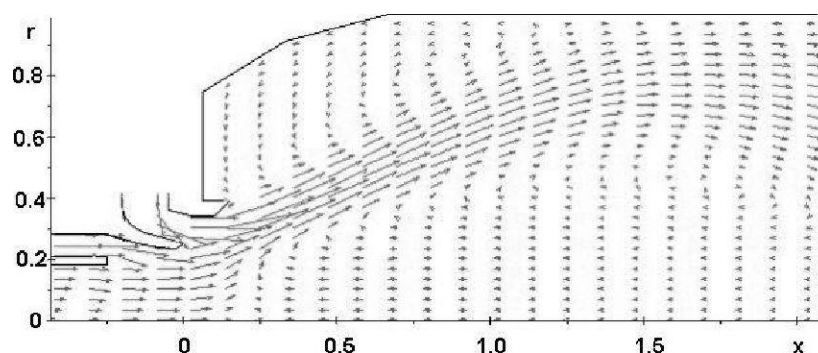


Рис. 1.3. Поле швидкості за двошарним завихрювачем

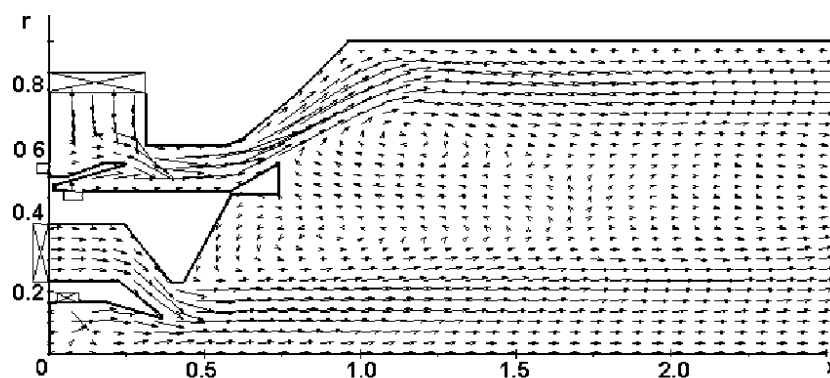


Рис. 1.4. Поле швидкості в модулі МОГОС.

На першому рисунку добре видна велика зона зворотної течії (ЗЗТ) у приосьовій області потоку, яка починається поблизу виходу із завихрювача. В цьому режимі при витіканні середовища в затоплений простір розрахунок показав, що ЗЗТ починається за завихрювачем, а в експериментах навіть потрапляє у середину його. У випадку модуля МОГОС мають місце центральна і розвинена ЗЗТ в сліді за стабілізатором.

Відмічена різниця в полях швидкості певною мірою визначає і відмінності в розподілі концентрацій пального в робочих об'ємах модулів.

На рис. 1.5 і 1.6 зображені відповідні розподіли концентрацій крапельно-рідкого палива за двоохрусним та триохрусним завихрювачами.

Щодо розрахункових розподілів на графіках рис. 1.18 параметр X позначає заглиблення паливної форсунки відносно фронтної плити.

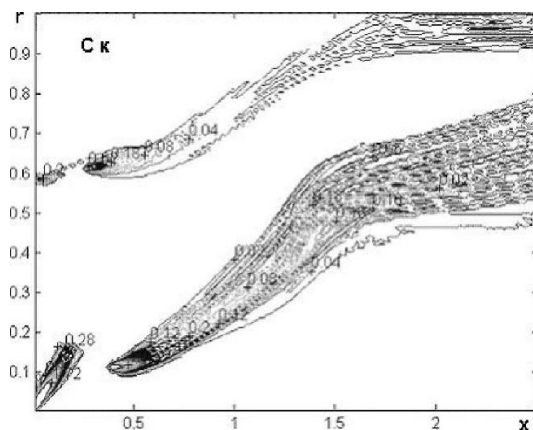


Рис. 1.5. Розподіли концентрацій крапельно-рідкого палива за двоохрусним завихрювачем: а) $X = 0$; б) $X = -5$ мм.

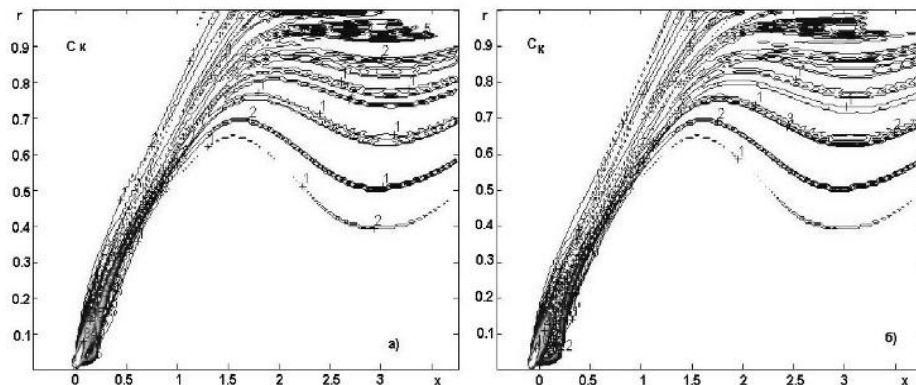


Рис. 1.6. Розподіли концентрацій крапельно-рідкого палива за завихрювачем МОГОС з префільмером.

Видно, що за двоохрусним завихрювачем на різних заглибленнях паливної форсунки поля концентрацій крапельно-рідкого палива мають схожу структуру і є досить широкими. Найбільш широкий факел розпилу спостерігається у варіанті заглиблення форсунки на 5 мм відносно фронтної плити. Виступ форсунки вперед звужує факел розпилу.

У випадку триярусного завихрювача ширина факелу пального є значно більшою порівняно з дволярусним завихрювачем, а це каже про те, що декілька стадій процесу за умов завихрювача МОГОС робить розпилювання пального кращим.

1.1.2. Вихрові труби

Спеціальним чином організована закрутка газових потоків знайшла використання в так званих вихрових трубах (ВТ) різних конструкцій. Але робочий процес в них принципово є однаковим — він заснований на відомому ефекті Ранка-Хілша. Він полягає в тому, що при тангенціальному підведенні газу до ВТ внутрішні шари закрученого потоку охолоджуються, а периферійні нагріваються [3]. ВТ являє собою циліндричну вихрову камеру, до порожнини якої вводиться робочий потік газу через сопло з тангенціальним проточним трактом (рис. 1.7). З одного боку («холодного» кінця) камера містить діафрагму, а на іншому, «гарячому» кінці труби встановлений дросельний пристрій, яким регулюється необхідне співвідношення масових витрат потоків, що розділяються в протилежних напрямках в камері. Принцип роботи вихрової труби: підведений до впускного сопла стислий газ або пара розширюються в ньому, розганяються до високих швидкостей, при цьому потік отримує інтенсивну закрутку. Завдяки високошвидкісному вихровому потоку в робочій порожнині ВТ, а також при досяганні певних співвідношень витрат установкою відповідних зазорів в дросельному пристрої і виникає ефект температурного розділення потоку — ефект Ранка-Хілша. Температура внутрішніх шарів газу зменшується і вони у вигляді холодного потоку виходять через діафрагму назовні, а нагріті периферійні шари газу відводяться через дросельний пристрій.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						13
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

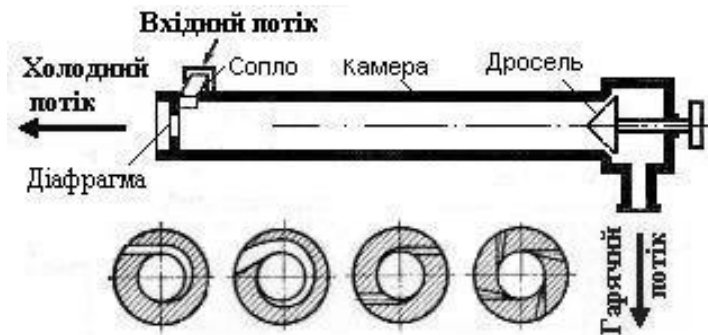


Рис. 1.7. Вихрова труба.

Гарячий і холодний потоки, отримані без спеціальних нагрівачів і холодильників можуть використовуватися для технологічних цілей, для систем кондиціонування, опалення, охолодження, очищення і осушення газів, систем терморегулювання в термостатах тощо. Наведемо приклади галузей, де широко використовуються вихрові труби:

- загальне і хімічне машинобудування, верстатобудування, виробництво електронних приладів — для охолодження робочих поверхонь елементів конструкцій, інструменту, матеріалу, що обробляється, які піддаються інтенсивному нагріву; системи охолодження теплонапружених елементів радіоелектронної апаратури, блоків керування верстатів з числовим програмним забезпеченням, механотронних систем керування роботизованими автоматичними лініями; блоки термостатів потужних телескопів і т.п.;
- металургійне, ковальсько-пресове, ковальсько-штампувальне, а також шкідливі виробництва (для охолодження формувального піску в установках з сумішами, що швидко тверднуть; гальванічні цехи, ділянки; фарбувальні камери; виробництво пластмас, скла, гумовотехнічних виробів, ізотопів при підготовки виробництва ТВЕЛів ядерних реакторів), коли створюються повітряні охолоджувальні завіси в робочих зонах;
- функціонування пасивних тангенціальних, пасивних аксіальних та активних теплогенераторів;
- стаціонарні та портативні транспортні холодильники, охолоджувачі напоїв і продуктів харчової промисловості;

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		14

- виробництво листових матеріалів: роздування поліетиленових плівок холодним газом; охолодження листової гуми і т.п.;
- продувка забоїв вугільних та уранових шахт;

Основні характеристики процесів температурного розділення потоку в камері вихрових труб [4], [5]:

1. При частотах обертання повітряного вихрового потоку від $3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ до $1 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ виникає радіальний градієнт тиску 0,003-1,0 МПа/мм.
2. Турбулентність має анізотропний характер, при цьому В приосьовій вихровій зоні потоку (приблизно до половини радіусу його) в порожнині камери ступінь турбулентності складає $Tu = 25-35\%$, а в напрямку периферії вона зменшується до $Tu = 5\%$ і нижче.
3. Утворюються досить складні і іноді нестационарні профілі температур, тисків і швидкостей за поперечним перерізом і довжиною циліндричної частини ВТ при наявності вторинних вихрових течій і явищ прецесії ядра вихрового потоку.

Попри широке використання вихрових труб, механізми формування ефекту Ранка-Хілша, як і чіткий математичний опис температурного розділення потоків, залишаються недостатньо вивченими і розробленими через суттєву гідромеханічну складність явища. Тому до сьогодні увага дослідників і фахівців з проектування систем на базі вихрових труб головним чином приділяється утилітарним цілям: емпіричному підбору конструктивних параметрів ВТ і дослідженню теплової ефективності обраної конструкції. Фізика ефекту Ранка-Хілша потребує подальших досліджень в напрямку виявлення вихрових структур різних масштабів [4], вивчення спектральних характеристик турбулентності і акустичних параметрів ВТ [5], без чого зрозуміти природу вихрового ефекту просто неможливо.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						15
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

1.1.3. Камери циклонного типу в промисловості і енергетиці

Закрутка потоків приводить до утворення масових відцентрових сил, що широко використовується в таких промислових приладах, як циклони, центрифуги, сепаратори. Наведемо приклад типової конструкції циклона для очищення повітря при викидах його в атмосферу, очищення газів від забруднюючих твердих частинок, пилу, а також виділення різного роду порошків (наприклад, соди і т.п.) після їх пневмо-транспортування. Деревообробна промисловість також широко використовує циклонні установки для очищення від тирси повітря. На рис. 1.8 наведена принципова схема циклона і його роботи.

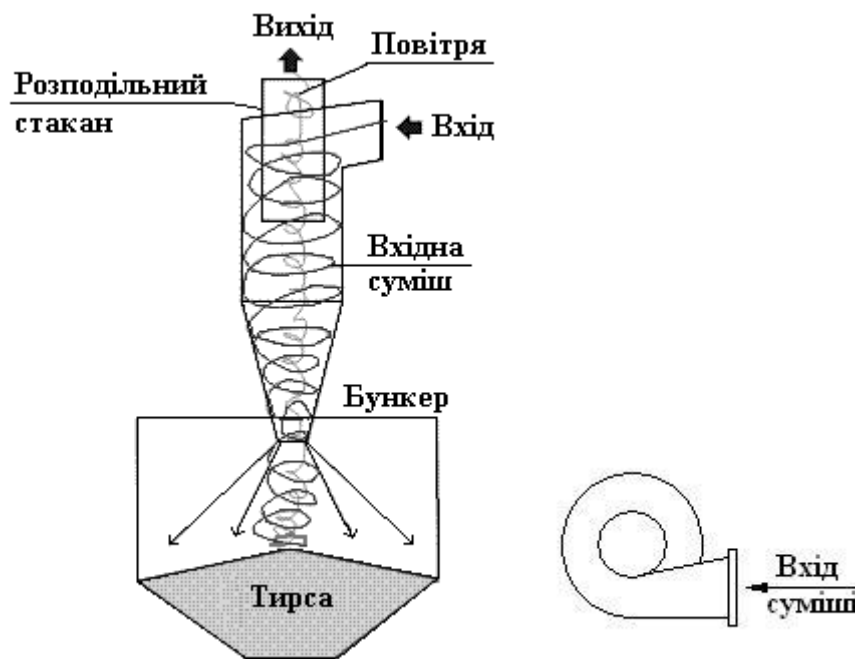


Рис. 1.8. Схема циклона.

Потік суміші повітря з твердими частинками при тангенціальному введенні у циклон через вхідний патрубок приймає обертальний рух (див. рис. 1.8, темно-сіра лінія). Відцентрова сила, що діє на тверді частинки більшої маси порівняно з повітрям, відкидає частинки до периферії. При зустрічі твердих частинок зі стінками камери циклону, вони втрачають свою кінетичну енергію і в результаті осипаються донизу — в бункер. Натомість, очищене повітря (див. рис. 1.8, світло-сіра лінія), спрямовується вертикально уверх і, потрапляючи до розподільного стакану, виходить назовні.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		16

Важливим є використання циклонних камер в якості камер спалювання палив та термічної обробки матеріалів, які важко спалювати чи обробляти. Камери згоряння циклонного типу широко використовуються в топках парових котлів та промислових печей. Їх конструкція нагадує модифікацію звичайного пилоочисного циклону, але до їх складу входять пальники з тангенціальними каналами для закрутки паливо-повітряних потоків, яка потрібна для інтенсифікації їх перемішування і збільшення повноти згоряння. Якісне перемішування дуттєвого повітря з твердим дрібнодисперсним, рідким або газоподібним паливом сприяє повноті спалювання, зниженню втрат з недопалом, зменшенню зольних відкладень і, в результаті, підвищує коефіцієнт корисної дії (ККД) та надійність експлуатації котельної установки.

Дослідженню закручених потоків у циклонних камерах присвячено ряд робіт, наприклад, роботи [6; 7]. Остання присвячена чисельному моделюванню двофазної течії з горінням розпиленого вугілля.

1.2. Огляд виявлених когерентних вихрових структур

Вперше когерентні (організовані, взаємоузгоджені) вихрові структури були помічені ще Л. Прандтлем і І. Нікурадзе при спостереженнях над ламінарними і турбулентними течіями в трубах і каналах.

Пізніше Драйден, Скремстед, Шубауер та інші дослідники спостерігали такі структури в примежових шарах на пластинах [Шлихтинг, Лойцянский]. Огляд деяких питань когерентних вихрових структур наведено в двохтомному виданні [8], а також в роботах [9; 10]. В останній роботі, на підставі результатів досліджень Ламлі, Сефмена, Лауфера, Хассейна та інших авторів, Д. Коулс називає концепцію «когерентної структури» революційною, оскільки вона намітила напрямок реального вивчення макро- і мікроструктури структури потоків, особливо турбулентних потоків, фактично відокремлюючи детерміновані складові течії від стохастичних. Шляхи експериментального вивчення, визначення закономірностей і розробка класифікації перших складових уявляються більш плідними порівняно з другими через багато в чому

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						17
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

хаотичний характер останніх. Автор [9] приділив особливу увагу роботі [11], у якій міститься вичерпне викладення експериментального матеріалу по відомим на той період когерентним утворенням. Д. Коулс вважає, що справу утвердження нових уявлень відносно цих утворень слід пов'язувати з дослідженнями зсувних шарів перемішування. Це важливо принаймні при течіях з великими числами Рейнольдса, коли когерентна структура включає в себе систему великомасштабних вихорів, причому нелінійності належить роль, не менш важлива, ніж роль дифузії.

Д. Коулсом підкреслюється, що сформоване багатьма дослідниками поняття когерентної структури містить ідею про те, що «вся ця структура рухається, зберігаючи свої геометричні форми, як єдине ціле, в той час як середовище, що обтікає її, намагається пристосуватися до кінематичних і динамічних умов, які диктуються указаною структурою» [9]. Саме з таких позицій трактується поведінка таких, наприклад, ізольованих структур, як «спіральна турбулентність», турбулентна «пробка» при течії в трубі, вихрове кільце, «пляма» в примежовому шарі.

Значне місце в напрямку експериментальних досліджень структури примежових шарів в пристінних течіях займають роботи Щильца, Морковіна, Решотко, Клайна, Коважного, Блеквелдера, В.В. Бабенка, Г.М. Воропаєва [12; 13]. Найбільш важливі в цьому напрямку роботи В.В. Бабенка (Інститут гідромеханіки НАН України), який вперше експериментальним шляхом виявив і дослідив 7 фаз ламінарно-турбулентного переходу в примежових шарах на жорстких та еластичних поверхнях, а також сформулював методи керування зазначеними фазами, що відкриває можливість цілеспрямовано впливати на гідромеханічні і теплофізичні характеристики течії, зокрема на гідродинамічний опір при обтікання тіл та на ефективність теплообміну.

Розробці та застосуванню чисельних методів дослідження зсувних течій з когерентними структурами присвячені роботи [12; 14; 15; 16]. Однак досвід показує, що не дивлячись на значний прогрес в комп'ютерних технологіях, на сьогодні результати математичного моделювання з чисельною реалізацією далеко

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		18

не завжди дають адекватні картини розподілу параметрів, особливо у випадках практично важливих складних зсувних течій.

Отже, встановлено, що при обтіканні тіл і при течії рідин чи газів через канали певної конфігурації в потоці завжди утворюються певні види когерентних вихрових структур. До недавнього часу найбільш чітко були виділені та досліджені такі когерентні структури: вихори Тейлора, Гьортлера, Людвіга, Діна та деякі інші, згадані вище, що характерні для переходу від ламінарного примежового шару до турбулентного на пластинах.

Розглянемо окремо найбільш типові види когерентних вихрових структур, спираючись на дані [17].

Вихори Тейлора

При течії рідини, що знаходиться в зазорі між двома коаксіальними циліндрами, один з яких обертається відносно іншого, з'являється нестійке розшарування рідини, оскільки частинки рідини, що знаходяться поряд із внутрішньою стінкою, під дією більшої відцентрової сили виштовхуються назовні. Для випадку нев'язкої рідини Релеєм було встановлено, що стійкість течії рідини порушувалась тоді, коли колова швидкість U при збільшенні радіуса r зменшується швидше, ніж $1/r$, тобто якщо

$$U(r) = \frac{\text{const}}{r^n}, \text{ при } n > 1.$$

Стійкість течії у випадку в'язкої рідини вперше була досліджена Тейлором. Це дослідження показало, що, починаючи з певного числа Рейнольдса, між циліндрами з'являються вихори, що правильно чергуються, мають праве та ліве обертання з осями, паралельними напрямку колової швидкості обертання циліндра (рис. 1.9).

Умову нестійкості течії у кільцевому просторі, а відповідно, і умову появи вихрів, можна виразити за допомогою числа Тейлора Ta (в межах лінійної теорії) у вигляді співвідношення:

$$Ta = \frac{U_i \cdot d}{\nu} \sqrt{\frac{d}{R_i}} \geq 41,3, \quad (1.1)$$

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		19

де d - ширина кільцевого зазору, R_i и U_i - радіус и колова швидкість внутрішнього циліндра.

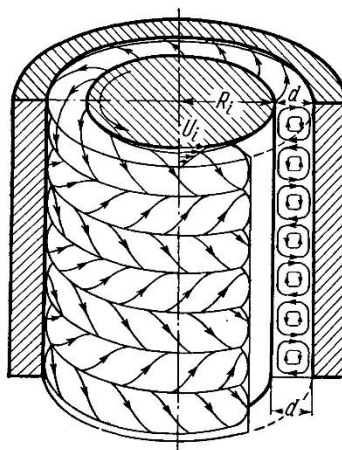


Рис.1.9. Вихори Тейлора між коаксіальними циліндрами, внутрішній з яких обертається, а зовнішній є нерухомим

Оцінки нестійкості течії в кільцевому зазорі критерієм Тейлора показують добру відповідність результатам вимірювань. Шультц-Грунов та Хайнц проводили дослідження таких вихорів та отримали результати, що відповідають співвідношенням, отриманим самим Тейлором [17]. Проте, неправильно думати, що при появі вихорів Тейлора потік стає турбулентним. Навпаки, він лишається впорядкованим та ламінарним. Перехід до турбулентної форми відбувається лише тоді, коли число Тейлора, а значить і число Рейнольдса, стає значно більшим за межу стійкості. На рис. 1.10 представлені фотографії вихорів Тейлора, отримані при проведенні дослідів Шультц-Груновим и Хайном. На цих фотографіях дуже чітко видно, що турбулентність розвивається лише при числі Рейнольдса $Re = 3960$.

Аналогічною представлений на рис. 1.10 є картина для випадку течії між двома коаксіальними циліндрами двофазного потоку. Хоча вихори Тейлора широко вивчалися, починаючи з досліджень самого Тейлора (1923 г.), вивчення руху двофазного потоку за тих же умов отримало відносно невелику увагу. В [18] розглянуто саме таку течію. Було виявлено, що структура потоку для невеликих чисел Рейнольдса така сама, як і для однорідної рідини. Також було показано, що незалежно від положення поверхні розділу фаз, менш в'язка рідина завжди більш сприйнятлива до зовнішніх збурень.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		20

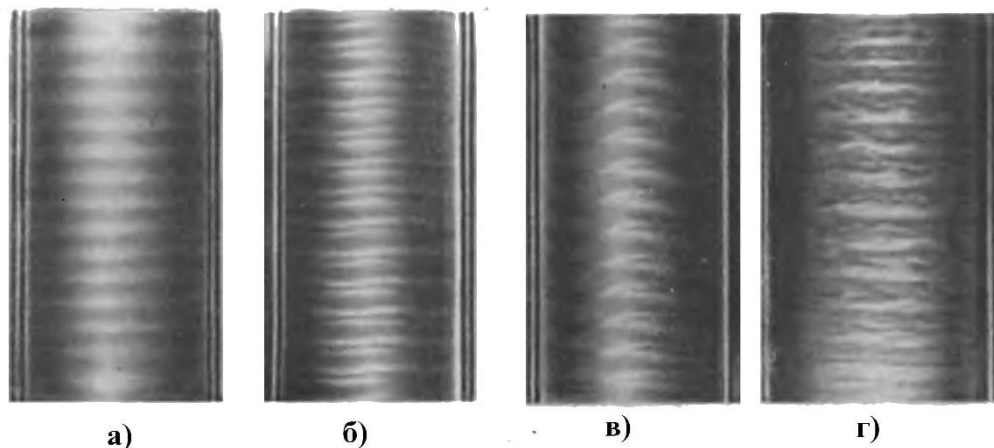


Рис. 1.10. Фотографії вихорів Тейлора між двома коаксіальними циліндрами, внутрішній з яких обертається: а) $Re = 94.5$; $Ta = 41,4$; течія ламінарна, початок утворення вихорів; б) $Re = 322$; $Ta = 141$; течія ще ламінарна; в) $Re = 868$; $Ta = 387$; течія все ще ламінарна; г) $Re = 3960$; $Ta = 1715$; течія турбулентна.

Вихори Людвіга

Г. Людвіг розглядав випадок, коли обидва циліндри, крім відносного обертального руху, мають осьове переміщення один відносно одного [17]. Він узагальнив дослідження стійкості, які ми розглядали вище, на такий випадок більш складного руху. Але треба зазначити, що Людвіг обмежився течією лише нев'язкої рідини. При уведенні позначень для колової швидкості $u(r)$, а для осьової швидкості $w(r)$, а також відповідних безрозмірних градієнтів швидкості $u = \frac{r}{u} \cdot \frac{du}{dr}$ та $w = \frac{r}{u} \cdot \frac{dw}{dr}$, Людвіг отримав наступну умову стійкості розглянутого складного руху в зазорі між коловими циліндрами:

$$(1 - \tilde{u})(1 - \tilde{u}^2) - \left(\frac{5}{3} - \tilde{u}\right)\tilde{u}^2 > 0.$$

Цікаво, що наведений вище критерій стійкості Релея є фактично частинним випадком критерію стійкості Людвіга при $\tilde{w} \rightarrow 0$.

Людвігом також було розглянуто несиметричний рух, що викликає збурення. З точки зору стійкості вони проявили себе як найбільш небезпечні. Для прикладу рис. 1.11 ілюструє так званий вихор Людвіга – нестійке збурення з гвинтоподібними збуджуючими вихорами.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		21

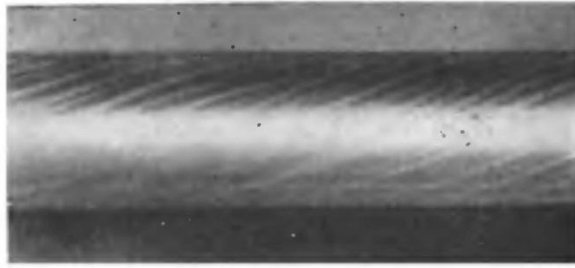


Рис. 1.11. Гвинтоподібний вихор між двома циліндрами, що обертаються, та один з яких рухається також у поздовжньому напрямку.

Вихори Гьортлера

При трьохвимірних течіях над увігнутими стінками дія відцентрових сил призводить до того, що примезовий шар може втрачати стійкість. Вперше це було показано Гьортлером [17.]. Направимо швидкість основного потоку $U(y)$ в напрямку осі x , вісь y перпендикулярно до, а вісь z спрямуємо поперек потоку у площині стінки (див. рис. 1.6). Гьортлер прийняв модель, згідно з якою тривимірні збурення можна визначити рівняннями:

$$\left. \begin{aligned} u' &= u_1(y) \cdot \cos(\alpha z) \cdot e^{\beta t} \\ v' &= v_1(y) \cdot \cos(\alpha z) \cdot e^{\beta t} \\ w' &= w_1(y) \cdot \cos(\alpha z) \cdot e^{\beta t} \end{aligned} \right\}, \quad (1.2)$$

де β – це деяка дійсна величина, яка характеризує наростання чи затухання збурень; α – так зване хвильове число як величина, що пов'язана з довжиною хвилі збурення λ в напрямку, що є поперечним до основної течії:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.3)$$

Із виду рівнянь очевидно, що збурення мають вигляд коміркових вихорів (рис. 1.12), осі яких направлені паралельно основній течії. Зараз їх називають вихорами Гьортлера чи вихорами Тейлора-Гьортлера, оскільки вони мають тип, схожий з вихорами Тейлора. На підставі моделі Гьортлера, аналітична реалізація якої методом малих коливань зводиться до задачі на власні значення з урахуванням в'язкості, було побудовано діаграми стійкості для течії вздовж увігнутої стінки. Межа, з якої починаються перші вихори, визначається кривою

нейтральної стійкості $\beta = 0$. Кожній довжині хвилі λ , а відтак хвильовому числу α відповідає свій параметр стійкості – так зване число Гьортлера

$$Go = \frac{U_{\infty} \delta_2}{\nu} \sqrt{\frac{\delta_2}{R}}, \quad (1.4)$$

де R – радіус кривини стінки; δ_2 – товщина втрати імпульсу.

Гьортлер дав перший наближений розв’язок задачі на власні значення, який був підтверджений в результаті точного розв’язку цієї задачі Хеммерлінгом і розрахунками Сміта.

Ретельні дослідження ламінарно-турбулентного переходу в примежових шарах на увігнутих стінках, виконаних Л. Клаузером, Ф. Клаузером і Ліпманом показали, що перехід ламінарної течії в турбулентну в примежових шарах виникає при $Go_{пер} > 7$, формула (1.4) передбачає $\delta_2 = \delta_{пер}$. Драйден отримав, що значення $Go_{пер}$ лежить в межах 6 – 9 в залежності від ступеня турбулентності. Таким чином, вихори Гьортлера у міру нарощення хвильових збурень у примежовому шарі за певних умов можуть призвести до переходу від ламінарного режиму течії до турбулентного.

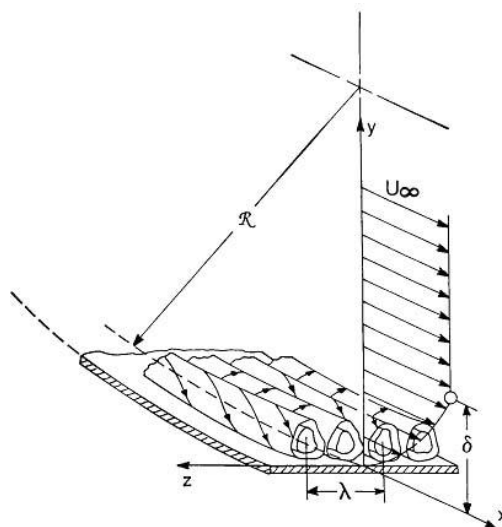


Рис.1.12. Вихори Гьортлера в примежовому шарі над увігнутою поверхнею.

Вихори Гьортлера досить активно досліджуються, впроваджуються математичні моделі, які могли б максимально точно описати процеси утворення, існування цих вихорів. В [19] представлена лінійна математична модель, що описує таку нестабільність. Проте показано, що така модель не є досить точною,

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		23

тому що вона не відповідає експериментальним даним. Розрахунком нелінійної моделі займався ряд дослідників (Холл, Свіринжер та Блеквелдер, Сабрі та Л'ю), яким вдалося отримати дані, що досить непогано збігаються з експериментом.

1.3. Дослідження турбулентних закручених потоків

В роботах школи академіка Халатова А.А., наприклад, в [20] дається розгорнутий аналіз закручених потоків в різноманітних каналах. Детально розглядаються найбільш типові способи закрутки, наближені методи математичного опису закручених потоків, включаючи можливості застосування відомих моделей турбулентності щодо розрахунку потоків в полях відцентрових сил, а також аналізуються інтегральні методи розв'язання рівнянь закручених потоків. Показано, що аналітичні методи мають сенс використання для найпростіших випадків ламінарних потоків із закруткою. Аналіз даних більше 400 літературних джерел, наведених в даній роботі [20], а також робіт [21; 22, 23] та інших показує, що чисельні методи мають значно більш широку перспективу розвитку розрахункових методів, але, не зважаючи на інтенсивний розвиток цих методів і потужні можливості інформаційних технологій за останній період після виходу згаданих робіт, проблема адекватного опису турбулентних течій, зокрема у вихрових пристроях, залишається невирішеною у повному розумінні. Тому часто використовуються спрощені до одновимірних підходів методи розрахунків з орієнтацією більшою частиною на схемні уявлення для інженерного застосування у першому наближенні.

Так, в роботі [17,] досить детально розглянутий ряд розв'язків за умов одновимірної моделі турбулентності. Хоча турбулентність – за визначенням трьохвимірна структура і одновимірні моделі не можуть дати правильну картину течії. Відомі аналітичні розв'язки рівнянь Нав'є-Стокса для двохвимірної моделі течії в тих, чи інших наближеннях [17, 21; 22, 23]. Відомі також деякі частинні розв'язки для обмеженого закрученого потоку [23; 17]. Аналітично отриманий розв'язок задачі для руху закрученого потоку у вихровій трубі [24], тобто ефект температурного розшарування у ВТ. Досить багато теоретичних досліджень

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		24

пов'язано з когерентними вихровими структурами, ([17], [18], [19] та ін.), дослідженням втрати стійкості системи на криволінійних стінках. Проте розв'язанню підлягали спрощені моделі турбулентних течій.

Жодна з таких моделей не змогла повністю описати реальний процес. Тому завжди існувала необхідність в експериментальному дослідженні течій.

Основна кількість експериментальних досліджень вихрових потоків пов'язана з прикладними задачами, а саме з процесами в циклонних, вихрових, топкових і енерготехнологічних камерах; вихрових топкових пальниках; камерах згоряння; сепараторах; вихрових трубах Ранка–Хілша [5; 25; 26].

Для підвищення економічності двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ) проводились дослідження закономірностей течії газу в них: полів швидкостей та тисків, вихрових зон, циркуляційної течії і т.п. [27; 28, 29]. Однак питанням мікроструктури турбулентних закручених потоків в циліндрах ДВЗ до теперішнього часу практично уваги не приділялося. В кращому випадку наведені картини потоків являли собою лише гіпотетичні стрілки і траєкторії руху частинок газу.

Узагальнюючи, можна сказати, що по класифікації роботи [25], в зазначених вище вихрових пристроях можливі такі варіанти течій:

- 1) течії без зони зворотних течій;
- 2) течії з розташованою на осі зоною зворотних течій;
- 3) течії з тороїдною зоною зворотних течій;
- 4) течія з витягнутою зоною зворотних течій, або стрижнева течія.

Практично кожна з цих течій досліджувалася в інтегральній постановці. Проводилися дослідження впливу на профілі усереднених швидкостей різних параметрів, серед яких геометричні розміри камер, інтенсивність закрутки, кількість та розташування вхідних патрубків.

Більшість досліджень, що проводилися, виконані для проточних частин вихрових камер, а торцеві ефекти практично не досліджувалися. Проте дослідження авторів робіт [30–35] показали, що у торцевій зоні формується досить складна багатошарова структура, яка може впливати на параметри потоків

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		25

в цілому при неістотній зміні гідравлічного опору камери. Дані вимірювань усереднених значень швидкості, а також візуалізація потоків в тупиковій області (рис. 1.13, 1.14) при звичайній і швидкісній кінозйомках дозволили вперше знайти факти, пов'язані з указаними нижче типами когерентних вихрових структур:

- формування пар переносних (найбільш енергоємних) квазілюдвиговських вихорів, що розповсюджуються у бік глухого торця;
- наявність в тупиковій області системи регулярних, „підкладених” одна в одну крупномасштабних вихрових структур;
- утворення деформованої системи вихорів Гьортлера на криволінійній стінці камери, безпосередньо прилеглої до впускного сопла;
- на суміжних межах подовжніх циліндрових течій, що співвісно обертаються з різними швидкостями, виникають необхідні умови для формування в зсувних шарів специфічних тейлоровських вихорів.

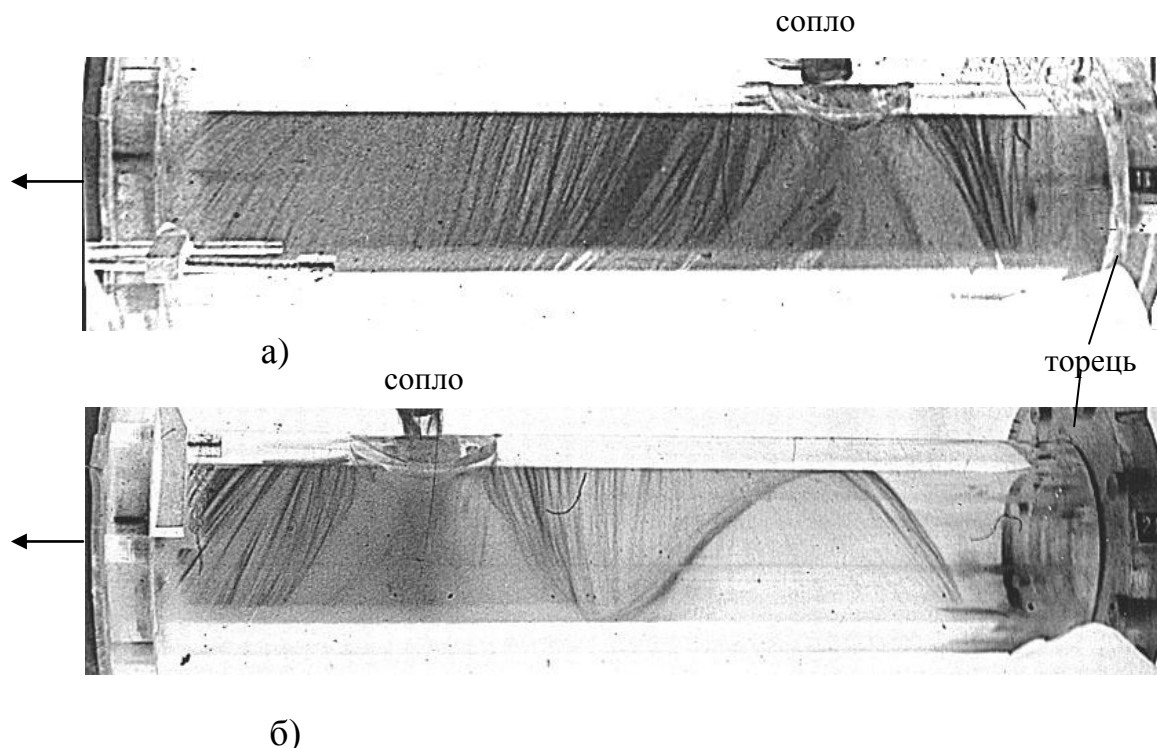
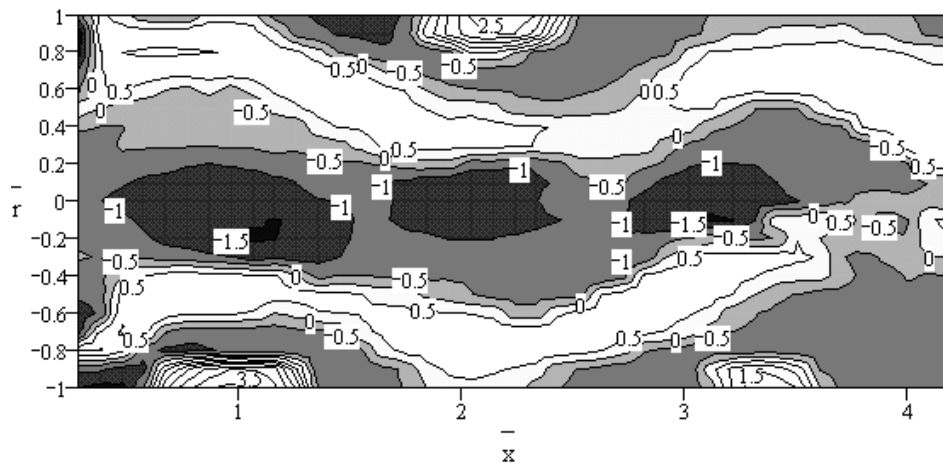
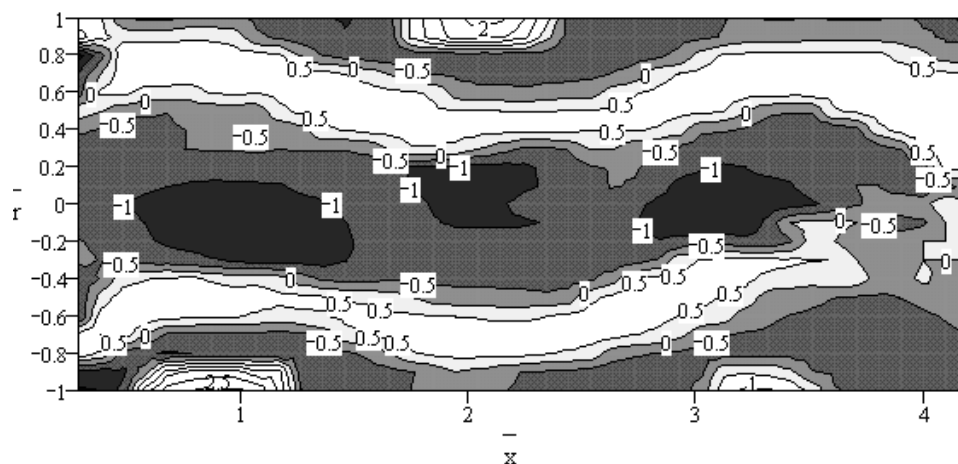


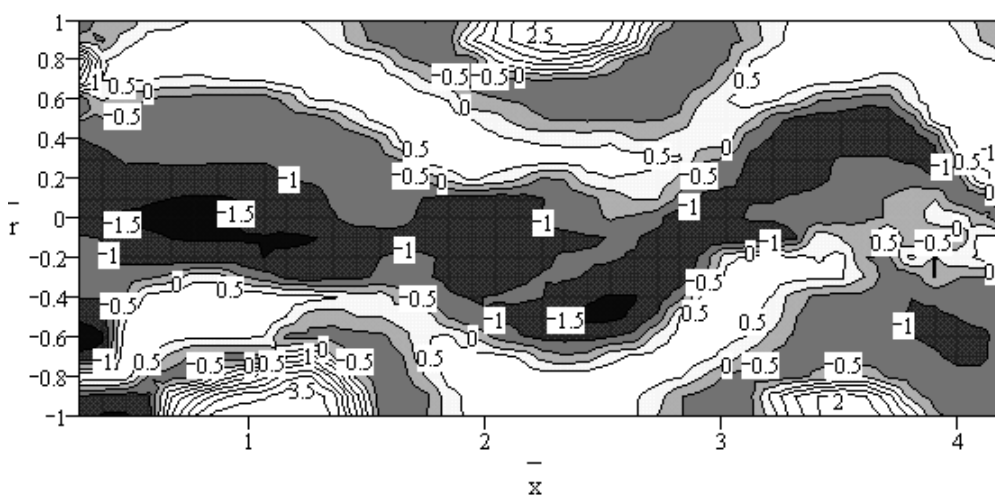
Рис. 1.13. Візуалізація тупикової течії: а) $Re_c=86500$; $\bar{L}=1,82$; $\gamma=88^\circ$; $\alpha=0^\circ$;
б) $Re_c=86500$; $\bar{L}=4,4$; $\gamma=88^\circ$; $\alpha=0^\circ$



а)



б)



в)

Рис. 1 14. Ізотехи осьової течії в безрозмірних величинах осьових швидкостей по відношенню до середньовитратної швидкості:
а) $Re_c=86500$; $\bar{L}=4,4$; $\gamma=88^\circ$; $\alpha=0^\circ$; б) $Re_c=86500$; $\bar{L}=4,4$; $\gamma=88^\circ$; $\alpha=20^\circ$;
в) $Re_c=86500$; $\bar{L}=4,4$; $\gamma=88^\circ$; $\alpha=-20^\circ$

Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата

ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ

Арк.

27

Розподіл ізотак на рис. 1.14 чітко показує наявність таких вихрових утворень: енергоємний спіралеподібний вихор у бік торця; кільцевий меандруючий вихор у бік торця; вихрова структура в сторону виходу з камери; центральний квазітверdotільний вихор в сторону виходу з камери.

Спектральні характеристики, отримані в роботах [31; 32; 34], показали деякі особливості мікроструктури тупикової течії. Ці дані дають можливість визначити шляхи керування вихровими структурами, що мають місце у вихрових камерах [35].

Проте, поки що немає можливості побудови достовірної математичної моделі зазначених течій у вихровій камері. Дослідження ще є не закінченими як через труднощі інструментальних вимірювань макро- і мікропараметрів взаємодіючих вихрових структур в тупиковій області, так і через відсутність експериментальної інформації відносно взаємодії цих структур з течією в проточній частині камери.

1.4. Вплив закрутки потоків на теплообмін в них

Основна увага більшості дослідників при вивченні закручених течій і процесів теплообміну в них була зосереджена на проточній частині вихрових камер. Щодо тупикових зон в камерах, то робіт, присвячених теплообміну в них, обмаль.

Очевидно, основний вплив на теплообмін буде здійснювати найбільш енергоємна спіралеподібна вихрова структура (квазілюдвігівський вихор) і в активній частині камер, і в їх тупиковій зоні. Тому уявляється логічним застосування розрахункових методик, рекомендованих в ряді робіт ([36], [37]) щодо визначення коефіцієнтів тепловіддачі для подібних закручених течій. Наприклад, в роботі [36] розглядається розвиток пристінних закручених струменів в циліндричному каналі. Досліджено такі схеми течії: за наявності на вході ежектуючого супутнього струменя та струменя в каналі з глухим торцем. На рис. 1.9. наведені дані дослідів для першої схеми течії із застосуванням критеріїв Стентона і Рейнольдса. Коефіцієнт тепловіддачі визначався за параметрам вхідного струменя.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		28

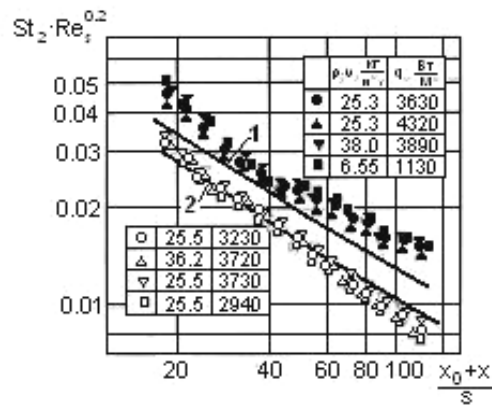


Рис.1.15. Конвективний теплообмін в каналі зі супутнім ежектуючим струменем: темні точки та 1 – закручений струмінь; світлі точки та 2 – незакручений струмінь.

Визначено, що при закрутці потоку коефіцієнт тепловіддачі можна знайти з формули:

$$St = 0,113 \cdot \bar{x}^{-0,56} \cdot Re_s^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6} \cdot \psi^{0,8} \cdot \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0} \right)^{0,2}, \quad (1.5)$$

де \bar{x} - безрозмірна відстані від вхідної щілини; ψ - ступінь закрутки потоку; St – число Стентона; Pr – число Прандтля.

Формула (1.5) є справедливою і для незакрученого потоку при $\psi = 1$.

Оскільки за даними інтегральних вимірювань для випадку течії закрученого потоку з глухим торцем було виявлено, що за довжиною каналу епюра швидкості змінюється мало, то наближено прийнято, що коефіцієнт тепловіддачі для цього випадку можна розраховувати на підставі формули для пластини, яка обтікається потоком з постійною швидкістю. Тоді формула для числа Стентона приймає наступний вигляд:

$$St_1 = 0.0287 \cdot Re_x^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6} \cdot (\cos \varphi_R)^{-0,6}, \quad (1.6)$$

де $\cos \varphi_R$ – ступінь закрутки потоку.

Порівняння відповідних результатів експерименту для розглянутого каналу з даними при звичайній течії без закрутки в аналогічному за розмірами каналі дається рис. 1.16.

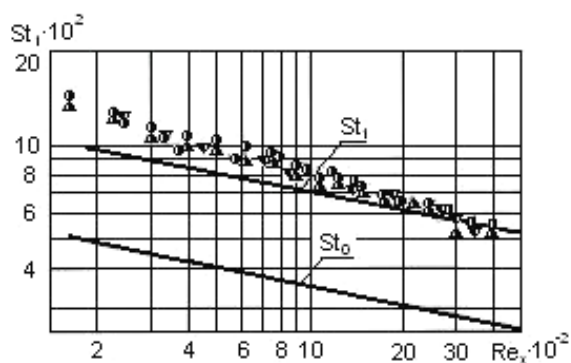


Рис. 1.16. Ефективність тепловіддачі в закрученому потоці в каналі з глухим торцем

Виявлено, що інтенсивність тепловіддачі на початкових ділянках у випадку вихрової камери із супутнім струменем більша, ніж для струменя в камері з глухим торцем. Автори пояснюють це тим, що на початковій ділянці в першому випадку швидкості рідин більші. Потім за ходом потоку швидкість його швидко падає, натомість швидкість потоку в камері з глухим торцем змінюється незначним чином, а це вирівнює величини коефіцієнтів тепловіддачі, що й ілюструє рис. 1.17.

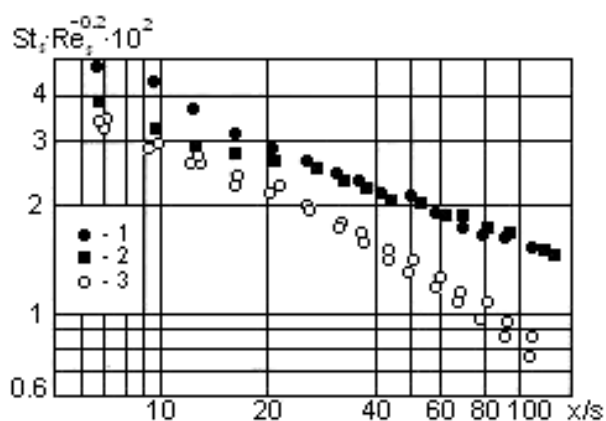


Рис.1.17. Інтенсивність тепловіддачі для різних випадків закрутки потоку:

1 – схема із супутнім струменем; 2 – схема з глухим торцем; 3 – незакручений струмінь.

Автор роботи [37] пропонує знаходити інтенсивність тепловіддачі при течії закрученої рідини вздовж трубі на основі наближеної подібності полів температур і швидкостей в турбулентному потоці при значеннях числа Прандтля, близьких до одиниці. Він стверджує, що конвективну тепловіддачу в трубі можна наближено описувати єдиною критеріальною залежністю як для гвинтового, так і для одновимірного потоків:

$$Nu = 0,021 \cdot Re_*^{0.8} \cdot Pr_f^{0.45} \cdot \left(\frac{Pr_w}{Pr_f} \right)^{0.25}, \quad (1.7)$$

якщо застосувати так зване ефективне число Рейнольдса:

$$Re_* = Re \cdot \left(1 + \frac{U^2}{W^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.8)$$

де Nu – число Нуссельта; W – осьова швидкість руху, усереднена за часом, м/с; U – колова швидкість руху рідини біля стінки, осереднена за часом, м/с.

Для визначення коефіцієнта гідравлічного опору такої течії автор пропонує формулу

$$\lambda_{ef} = 0,316 \cdot Re_*^{-0.25}. \quad (1.9)$$

Рис. 1.18 і рис. 1.19 ілюструють результати розрахунків автором [37] за даними критеріальних рівнянь, отриманих для теплообміну та гідравлічного опору, з експериментальними даними.

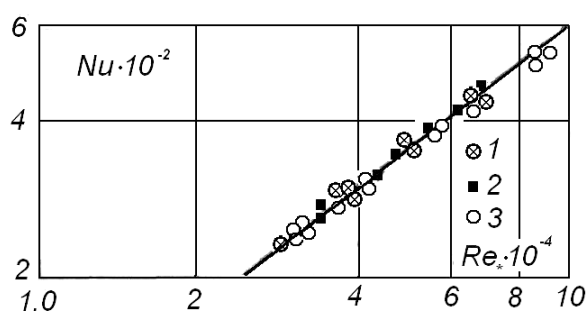


Рис.1.18. Порівняння розрахункових та експериментальних даних:

$$1 - \frac{h}{d} \rightarrow \infty; 2 - \frac{h}{d} = 9,1; 3 - \frac{h}{d} = 4,2$$

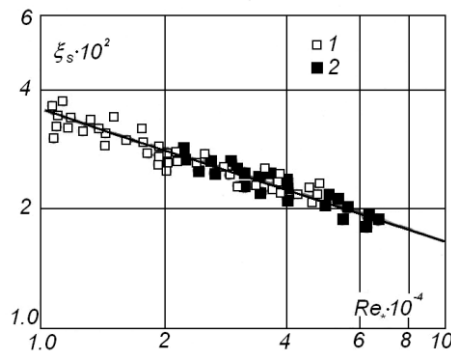


Рис.1.19. Порівняння розрахункових та експериментальних даних по гідравлічному опору:

$$1 - \frac{h}{d} \rightarrow \infty; 2 - \frac{h}{d} = 4.2$$

Течія закрученого турбулентного потоку збільшує тепловіддачу порівняно з тепловіддачею при турбулентній течії без закрутки приблизно в $(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^{0.4}$ разів, а гідравлічний опір – в $(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^{1.75}$.

Висновки з огляду літератури і постановка задачі

Як впливає з огляду літератури, проблема конструювання вихрових апаратів і питання вивчення закономірностей закручених течій є достатньо актуальними для різноманітних галузей промисловості. Однак, у більшості випадків дослідження гідродинаміки і теплообміну виконувалися в суто практичних цілях, спрямованих на отримання наближених результатів при проектуванні конкретних технічних конструкцій — циклонів, вихрових трубок, камер згоряння проточного типу, що характерно для газотурбінних двигунів тощо. Структурі потоків приділялась увага головню при аналізі результатів чисельного моделювання, що при сучасному рівні строгості аналітичного опису турбулентних потоків в полях масових сил не дає підстав вважати такі результати цілком адекватними реальним. Звідси впливає необхідність постановки і проведення фізичних досліджень закручених потоків, які дадуть змогу удосконалити аналітичні моделі процесів, а отже, підвищити коректність їх комп'ютерного моделювання. Що ж стосується виявлених нещодавно особливостей течії потоків у вихрових камерах з розвиненою тупиковою частиною і з тангенціальним підведенням робочого середовища через впускне сопло, то поки що залишається відкритим питання впливу торцевого ефекту при формуванні тупикової течії на характеристики потоку на виході з камери. Адже

складна структура тупикової течії, яка являє собою своєрідний вихорогенератор, «вмонтований» у вихрову камеру, не може не впливати на вихідні параметри течії. Особливості такого впливу, очевидно, необхідно враховувати при розробці систем керування робочим процесом вихрових камер.

Таким чином, в роботі ставиться задача розробки раціональної компоновки основних вузлів вихрової камери на підставі порівняння даних експериментальної перевірки впливу геометричних та режимних параметрів камери із змінною глибиною тупикової частини на мікро- та макроструктуру вихідного потоку. Це має розширити наші уявлення про наслідки дії так званого «торцевого ефекту» та дасть можливість сформулювати інженерні рекомендації при проектуванні вихрових камер

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						33
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

Розділ 2. Математична модель течії у вихровій камері

2.1. Загальна система рівнянь турбулентної течії

Враховуючи, що в досліджуваних вихрових камерах швидкості газових потоків не перевищують 20% швидкості звуку, обмежимося математичним описом нестисливої течії.

В загальному випадку течії нестисливого газу аеродинамічні і теплові процеси описуються такими диференціальними рівняннями (ДР) [17], [21]:

1) ДР руху Нав'є-Стокса, що у векторній формі для нестисливої рідини має наступний вигляд:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \rho \vec{F} - \text{grad} p + \mu \Delta \vec{v}, \quad (2.1)$$

де $\vec{v} = \vec{i} v_x + \vec{j} v_y + \vec{k} v_z$ — вектор швидкості потоку, м/с; $\frac{D\vec{v}}{Dt}$ — субстанціональна похідна вектора швидкості потоку, що характеризує одиничні даламберові сили інерції, м/с²; $\vec{F} = \vec{i} F_x + \vec{j} F_y + \vec{k} F_z$ — вектор щільності головного вектора масових сил, м/с²; ρ — густина середовища, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; p — тиск, Па; μ - динамічна в'язкість середовища, Па·с;

2) ДР нерозривності:

$$\text{div } \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0; \quad (2.2)$$

3) ДР переносу теплоти без врахування в'язкої дисипації (розсіювання) енергії:

$$c_p \frac{DT}{Dt} = \lambda \nabla^2 T + q_v, \quad (2.3)$$

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		34

де c — це масова теплоємність середовища, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$; λ — його теплопровідність, $\frac{Вт}{м \cdot K}$; $\frac{DT}{Dt}$ — субстанціональна похідна температури потоку середовища; q_v - потужність внутрішніх джерел теплоти, $\frac{Вт}{м^3}$.

Припустимо, що фізичні властивості середовища не залежать від температури і запишемо цю систему диференціальних рівнянь у частинних похідних:

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = \rho F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right); \\ \rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = \rho F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right); \\ \rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \rho F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right); \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0; \\ c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_v. \end{cases}$$

У вихрових камерах, як правило, має місце турбулентна течія, миттєві місцеві параметри якої можна розглядати у вигляді сум усереднених за часом та пульсаційних складових:

$$v_x = \bar{v}_x + v'_x; \quad v_y = \bar{v}_y + v'_y; \quad v_z = \bar{v}_z + v'_z; \quad p = \bar{p} + p'; \quad T = \bar{T} + T'.$$

З урахуванням цього отримаємо наступну систему ДР в частинних похідних:

$$\begin{aligned}
& \rho \left(\frac{\partial(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial t} + (\bar{v}_x + v'_x) \frac{\partial(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial x} + (\bar{v}_y + v'_y) \frac{\partial(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial y} + (\bar{v}_z + v'_z) \frac{\partial(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial z} \right) = \\
& = \rho F_x - \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial z^2} \right); \\
& \rho \left(\frac{\partial(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial t} + (\bar{v}_x + v'_x) \frac{\partial(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial x} + (\bar{v}_y + v'_y) \frac{\partial(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial y} + (\bar{v}_z + v'_z) \frac{\partial(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial z} \right) = \\
& = \rho F_y - \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial z^2} \right); \\
& \rho \left(\frac{\partial(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial t} + (\bar{v}_x + v'_x) \frac{\partial(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial x} + (\bar{v}_y + v'_y) \frac{\partial(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial y} + (\bar{v}_z + v'_z) \frac{\partial(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial z} \right) = \\
& = \rho F_z - \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial z^2} \right); \\
& \frac{\partial(\bar{v}_x + v'_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v}_y + v'_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{v}_z + v'_z)}{\partial z} = 0; \\
& c\rho \left(\frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial t} + (\bar{v}_x + v'_x) \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial x} + (\bar{v}_y + v'_y) \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial y} + (\bar{v}_z + v'_z) \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial z} \right) = \\
& = \lambda \left(\frac{\partial^2(\bar{T} + T')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\bar{T} + T')}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\bar{T} + T')}{\partial z^2} \right) + q_v;
\end{aligned}$$

Здійснімо осереднення параметрів, які узагальнено позначимо через **u**, та усіх членів рівнянь за часом, користуючись операціями Рейнольдса. При цьому маємо на увазі, що при коректному виборі часу усереднення повторна операція усереднення середнього значення, а також добутку середніх значень не призводить до їх зміни:

$$\overline{\overline{u_1}} = \overline{u_1}; \quad \overline{\overline{u_1 \cdot u_2}} = \overline{u_1} \cdot \overline{u_2}.$$

Очевидно, усереднення за часом наступних величин дорівнює нулю:

$$\overline{u'_1} = 0; \quad \frac{\partial(\overline{u'_1})}{\partial \tau} = \frac{\partial(\overline{u'_1})}{\partial x} = \frac{\partial(\overline{u'_1})}{\partial y} = \frac{\partial(\overline{u'_1})}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial^2(\overline{u'_1})}{\partial x^2} = \frac{\partial^2(\overline{u'_1})}{\partial y^2} = \frac{\partial^2(\overline{u'_1})}{\partial z^2} = 0.$$

Але усереднені значення нелінійних відносно пульсацій виразів відмінні від нуля:

$$\overline{u_1'^2} \neq 0; \quad \overline{u_1' u_2'} \neq 0; \quad \frac{\partial(\overline{u_1'^2})}{\partial x} \neq 0; \quad \frac{\partial(\overline{u_1' u_2'})}{\partial y} \neq 0.$$

Після перегрупування членів отримаємо такі диференціальні рівняння:

турбулентного руху О. Рейнольдса в усереднених параметрах

$$\begin{cases} \rho \frac{D\bar{v}_x}{Dt} = \rho F_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{v}_x + \left(\frac{\partial(-\rho \overline{v_x'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_x' v_y'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_x' v_z'})}{\partial z} \right), \\ \rho \frac{D\bar{v}_y}{Dt} = \rho F_y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \nabla^2 \bar{v}_y + \left(\frac{\partial(-\rho \overline{v_x' v_y'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_y'^2})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_y' v_z'})}{\partial z} \right), \\ \rho \frac{D\bar{v}_z}{Dt} = \rho F_z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \nabla^2 \bar{v}_z + \left(\frac{\partial(-\rho \overline{v_x' v_z'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_y' v_z'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_z'^2})}{\partial z} \right), \end{cases} \quad (2.4)$$

де величини $-\rho \overline{v_x'^2}$, $-\rho \overline{v_x' v_y'}$, ..., $-\rho \overline{v_z'^2}$ являють собою компоненти тензора турбулентних напружень;

два ДР нерозривності (відносно в усереднених та пульсаційних проекціях швидкості)

$$\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v_x'}{\partial x} + \frac{\partial v_y'}{\partial y} + \frac{\partial v_z'}{\partial z} = 0, \quad (2.5)$$

а також ДР енергії

$$\rho c_p \frac{D\bar{T}}{dt} = \lambda \nabla^2 \bar{T} + q_v + \left(\frac{\partial(-\rho \overline{v_x' T'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_y' T'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\rho \overline{v_z' T'})}{\partial z} \right), \quad (2.6)$$

у якому величини $(-\rho \overline{v_x' T'})$, $(-\rho \overline{v_y' T'})$ та $(-\rho \overline{v_z' T'})$ є складовими вектора турбулентного переносу теплового потоку.

Оскільки дана постановка задачі не передбачає урахування процесу теплообміну, обмежимося тільки рівняннями руху та нерозривності. Для зручності подальшого аналізу руху закрученого потоку у вихровій камері перейдемо до циліндричної системи координат (r, φ, z) . Тоді вектор швидкості газу виглядатиме як $\vec{v} = \{v, w, u\}$, де v, w, u – відповідно радіальна, колова та поздовжня складові вектора. Для газоподібного робочого середовища дією масових сил можна нехтувати. У подальшому розглядатиме тільки усталену течію, коли розподіл параметрів є незмінним в часі.

Рівняння, що описують рух газу, остаточно набувають наступного вигляду.

Система ДР руху:

$$\begin{aligned} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\bar{w}}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + v \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) - \\ & - \frac{\partial}{\partial r} (\overline{v'u'}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{u'w'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'^2}) - \frac{\overline{v'u'}}{r}, \\ \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{w}}{r} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \frac{\bar{w}^2}{r} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + v \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{v}}{r^2} \right) - \\ & - \frac{\partial}{\partial r} (\overline{v'^2}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{v'w'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{v'u'}) - \frac{\overline{v'^2}}{r} + \frac{\overline{w'^2}}{r}, \\ \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + \frac{\bar{w}}{r} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \varphi} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{\bar{v}\bar{w}}{r} = & -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} + v \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{w}^2}{r^2} \right) - \\ & - \frac{\partial}{\partial r} (\overline{v'w'}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{w'^2}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'u'}) - 2 \frac{\overline{v'w'}}{r}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Рівняння неперервності в усереднених параметрах має вигляд:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{v}}{r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0. \quad (2.8)$$

Дана система рівнянь (2.7) – (2.8) містить 10 невідомих (густина $\rho = \text{const}$ і відома за вихідними умовами). Таким чином, система рівнянь є незамкненою. Для відносно нескладних умов течії при їх чисельному моделюванні зазвичай використовують наближені моделі турбулентності, набір яких пропонується в сучасних програмних пакетах. Але більшість відомих моделей передбачає ізотропність та однорідність турбулентності, тобто начебто у всіх точках (більш грубо — зонах) потоку виконуються рівності $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$. В досліджуваному випадку складних процесів закручених течій середовища біля криволінійних стінок умови ізотропності та однорідності турбулентності не можуть справджуватись за визначенням. Головна причина цього полягає в тому, що рух закручених напівобмежених потоків у вихрових камерах відбувається в глобальних і локальних полях відцентрових сил, які викликають орбітальні та внутрішні моменти кількості руху. Виникаючі при цьому когерентні вихрові структури типу Тейлора-Гьортлера, Людвіга та їх модифікацій взаємодіють одна з одною, що настільки ускладнює фізику течії, що на сьогодні відсутня можливість аналітичного урахування зазначених явищ і внесення відповідних співвідношень до програмних продуктів.

Існуючі теоретико-чисельні моделі певною мірою і дуже наближено описують поодинокі фрагменти таких течій в ізолюваних умовах, проте не враховують взаємодії вихорів, особливості їх формування та еволюції в складі цілого потоку.

Тому поки що відсутня можливість розв'язання наведеної вище загальної системи рівнянь турбулентної течії у вихровій камері. Ці обставини обумовлюють необхідність застосування спрощеного інженерного аналізу закручених потоків для кращого розуміння інтегральної картини течії, а для більш детального вивчення структури потоків в порожнині вихрової камери — необхідність постановки експериментальних досліджень.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						39
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

2.2. Спрощена математична модель закрученого потоку

Вперше задачу математичного опису течії у вихровій камері при різних припущеннях відносно розмірів і розташування вхідних і вихідних вікон розглядалася аналітично в рамках теорії потенціальних течій нестисливої рідини ще С.О. Чаплигінін і В.В. Голубєвим [45]. Розв'язки було отримано із застосуванням теорії еліптичних функцій, які отримали механічну інтерпретацію у всій комплексній площині. Але такий важливий, з математичної точки зору, результат не знайшов у подальшому застосування в інженерній практиці через значну аналітичну складність і, головне, через надто великий ступінь ідеалізації для можливості використання авторами теорії функцій комплексної змінної.

Відповідно до загального підходу роботи [46], розглянемо в інженерному наближенні дещо ідеалізований випадок, коли вікна вхідних сопел вихрових камер розподілені рівномірно і симетрично відносно осі циліндричної частини камери під осьовим кутом α до неї, а проточні частини сопел мають тангенціальний кут γ нахилу до радіусу окружності камери.

Напрямок проточної частини впускних сопел за умови, якщо глибина не менше їх ширини, формує і відповідний напрямок вектора середньої за перерізом сопла швидкості U_s входу повітря в камеру. Вектор U_s швидкості розкладемо на осьову W і колову U проекції (рис. 2.1). Тоді можна записати

$$U_s^2 = W^2 + U^2. \quad (2.9)$$

Кут α_s між напрямком вектора швидкості U_s і площиною нормального перерізу камери можна знайти із співвідношення

$$\sin \alpha_s = \frac{W}{U_s}.$$

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						40
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

Для зручності аналізу будемо розглядати рух робочого середовища в циліндричній частині камери в циліндричній системі координат. Запишемо диференціальні рівняння ліній течії в закрученому потоці:

$$\frac{dr}{V} = \frac{r d\theta}{U} = \frac{dx}{W}. \quad (2.10)$$

Якщо прийняти, що у вісесиметричному потоці радіальна складова вектора швидкості $V = 0$, то з першого рівняння системи маємо

$$0 \cdot r d\theta = U dr = 0.$$

Оскільки $U \neq 0$, то $dr = 0$ і, відповідно, $r = \text{const}$.

Таким чином, лінії течії розташовані на циліндричних поверхнях різних радіусів r , причому кожній лінії течії відповідає своя циліндрична поверхня $r = \text{const}$.

Зінтегруємо друге рівняння системи (2.10)

$$dx = r \frac{W}{U} d\theta. \quad (2.11)$$

У загальному випадку можливість інтегрування рівняння (2.11) передбачає знання закону зміни складових W і U швидкості вздовж осі вихрової камери. При тому, що в загальному випадку швидкість U_s може змінюватися за ходом потоку до виходу з камери, будемо вважати, що крім тонкого примежового шару біля стінки та вихрового ядра течія в камері є циркуляційною. Тоді вектор швидкості U_s зберігатиме однаковим кут нахилу до нормального перерізу камери $\alpha_s = \text{idem}$ і, відповідно,

$$\frac{W}{U} = \text{tg} \alpha_s = \text{const}.$$

Інтегрування рівняння (2.11) з урахуванням того, що при $t = 0$; $\theta = 0$ і $x = 0$, дає

$$x = r \theta \text{tg} \alpha_s. \quad (2.12)$$

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						41
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

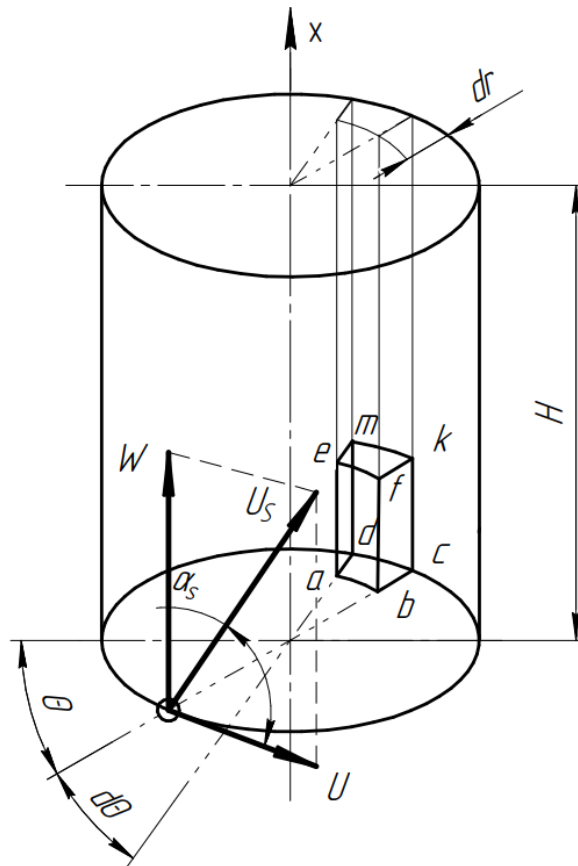


Рисунок 2.1 - Схема руху газу в вихровій камері

З останнього рівняння випливає, що лінії течії являють собою гвинтові лінії постійного кроку. Насправді це є результатом прийнятої ідеалізації, оскільки крок за ходом гвинтової лінії поступово дещо збільшується, причому відповідна зміна кроку гвинтової лінії залежить від співвідношення між осьовою W і коловою U складовими швидкості руху газу в камері. В реальності на це впливають тангенціальні й осьові кути підведення газу, глибина розташування глухого торця, число Рейнольдса потоку газу на вході до камери, а також сили тертя о стінки камери та в шарах зсуву складної течії.

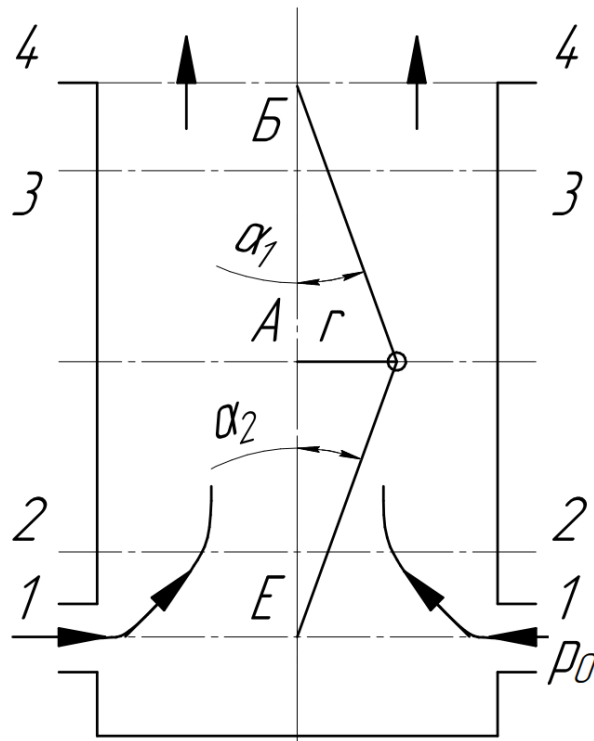


Рисунок 2.2 - До визначення характеру руху газу в вихровій камері

Швидкостей W_2 і U_2 в перерізі 2–2 (рис. 2.2) є функціями величини і напрямку швидкості U_{s1} в перерізі 1–1. Приймаємо, що в перерізі 3–3 швидкості W_3 і U_3 визначаються величиною витрати газу через перерізі 4-4 проточних частин вхідних сопел.

Згідно з рівняннями нерозривності (у загальному випадку при змінній площі перерізу камери)

$$W_2 = \frac{\mu_1 S_{ex}}{S_2} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} U_{s,вих},$$

$$W_2 = \frac{\mu_2 f_4}{S_3} \cdot \frac{\rho_4}{\rho_3} U_{s,вих},$$

де μ_1, μ_2 – коефіцієнти витрати проточних трактів вхідних сопел і вихрової камери; літерами S і ρ з різними індексами позначені площі прохідних перерізів та густини середовища на рівнях у відповідності до цифрових позначень рис. 2.2.

Величина середньої осьової швидкості наближено дорівнює

$$W_2 = U_{s,ex} \sin \alpha_s.$$

Застосуємо узагальнене рівняння Д. Бернуллі щодо потоку газу в камері:

$$WdW + \frac{dp}{\rho} + \frac{\lambda W^2}{D2} dx, \quad (2.13)$$

де λ – коефіцієнт гідравлічного тертя;

D – внутрішній діаметр циліндричної частини вихрової камери.

Надамо рівнянню (2.13) наступний вигляд:

$$\frac{d(W^2)}{2} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{\lambda W^2}{D2} dx = 0. \quad (2.14)$$

Припустимо, що градієнт тиску $\frac{dp}{dx}$ є незмінним за довжиною камери.

Невизначений інтеграл рівняння (2.14)

$$\frac{\lambda}{D} \frac{W^2}{2} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = C e^{-\frac{\lambda}{D} x}, \quad (2.15)$$

де x – поздовжня координата поточного перерізу камери; C – стала інтегрування, яку можна знайти за умови, що при $x = 0$ швидкість $W = W_1$;

$$C = \frac{\lambda}{D} \frac{W_1^2}{2} + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{H}, \quad (2.16)$$

де H - відстань між перерізом вхідних сопел та вихідним перерізом камери.

Підстановка виразу (2.16) до рівняння (2.15) після перетворень приводить до виразу

$$W^2 = W_1^2 \left[e^{-\frac{\lambda}{D} x} - \frac{D}{\lambda H} \cdot \frac{2\Delta p}{\rho W_1^2} \left(1 - e^{-\frac{\lambda}{D} x} \right) \right]. \quad (2.17)$$

За відсутністю осьового нахилу вхідних сопел $W_1 = 0$. Тоді сталу інтегрування в рівнянні (2.15) можна визначити з умови, що при $x = 0$ швидкість $W = W_1 = 0$; отримаємо:

$$C = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\Delta p}{H}.$$

Внесення сталої інтегрування в (2.15) дає формулу

$$W = \frac{2D}{\lambda Q} \frac{\Delta p}{H} \left(1 - e^{-\frac{\lambda}{D}x} \right). \quad (2.18)$$

Помічаємо, що у виразі (2.17) $\frac{2\Delta p}{\rho W_1^2} = Eu_1$ – критерій Ейлера. Тоді можна записати

$$W^2 = W_1^2 \left[e^{-\frac{\lambda}{D}x} - \frac{2D}{\lambda H} \cdot Eu_1 \left(1 - e^{-\frac{\lambda}{D}x} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.19)$$

Після заміни осьових складових швидкості у останньому виразі коловими, маємо

$$\frac{U}{U_1} = \frac{tg \alpha_1}{tg \alpha_s} \left[e^{-\frac{\lambda}{D}x} - \frac{2D}{\lambda H} \cdot Eu_1 \left(1 - e^{-\frac{\lambda}{D}x} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.20)$$

З цього виразу випливає, що навіть при $\alpha = \alpha_1$ тангенціальна складова швидкості $W < W_1$, оскільки вираз у квадратних дужках менше одиниці.

Щоби визначити вплив колових складових швидкості на характер руху газу в камері виділимо нескінченно малий об'єм $abcd-e,f,k,m$ (див. рис. 2.1) висотою між відстань між перерізом вхідних сопел та вихідним перерізом камери.. Маса цього елемента

$$dm = \rho dV,$$

де dV – об'єм виділеного елемента.

Далі густину ρ приймаємо постійної за висотою елемента.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						45
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

Визначимо об'єм і масу виділеного елемента, нехтуючи нескінченно малими вищого порядку:

$$dV = Hrd\theta dr, \quad dm = \rho Hrd\theta.$$

Відцентрова сила dP , що діє на виділений елемент, $dP = U^2 \rho H d\theta dr$, а відповідна зміна тиску під дією відцентрової сили є $dp = dP/dS$, або при врахуванні $dS = Hrd\theta$ дає

$$dp = \rho \frac{U^2}{r} dr.$$

Для нев'язкого газу має місце рівність

$$dp + \rho U dU = 0.$$

Підстановка отриманого вище значення dp приводить до диференціального рівняння плоского точкового вихору:

$$\frac{dU}{U} + \frac{dr}{r} = 0. \quad (2.21)$$

Інтегралом цього рівняння є

$$rU = C, \quad (2.22)$$

де C – стала інтегрування.

Вираз (2.22) показує, що закон зміни колової складової відповідає рівнобічній гіперболі.

Відомо, що циркуляція вектора швидкості U за замкненим контуром, що охоплює порожнину камери,

$$\Gamma = \int_0^{2\pi} Urd\theta = C \int_0^{2\pi} d\theta = 2\pi C.$$

Звідси можна знайти сталу інтегрування:

$$C = \frac{\Gamma}{2\pi}.$$

Маючи на увазі останнє рівняння, циркуляція може бути подана в наступному вигляді:

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						46
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

$$\Gamma = 2\pi r U. \quad (2.23)$$

Зіставлення останнього виразу із виразом $\Gamma = 2\pi C$ свідчить про те, що циркуляція вектора U колової швидкості $\Gamma = \text{const}$, тобто є постійною на будь-якому концентричному колі. За наближеної умови однаковості осьової складової W швидкості для кожного перерізу вихрової камери у будь-який момент часу на підставі рівності (2.9) можна зробити такий висновок. Оскільки за (2.23) зі зменшенням радіусу r колова швидкість U збільшується, то має зростати швидкість U_s гвинтоподібного потоку. Останнє призводить до зменшення кута α_s між швидкостями U_s і U при спрямуванні до центру камери, тобто рух наближається до плоского. Тому при $r = R = D/2$ матимемо $U = U_{\min}$ і $\alpha \rightarrow \alpha_{\max}$. Теоретично при $r \rightarrow 0$ отримаємо $U \rightarrow \infty$, що суперечить реальній картині. Цей «парадокс» буде розв'язано нижче. Відповідно до зміни колової швидкості U також змінюється тиск за нормальним перерізом камери. Підстановка виразу (2.23) до отриманої вище формули для малої зміни тиску $dp = \rho \frac{U^2}{r} dr$ дозволяє вирахувати визначений інтеграл

$$\int_{p_d}^p dp = \int_{D/2}^r \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi^2} \cdot \frac{dr}{r^3},$$

де p_d – тиск біля стінки вихрової камери.

Зінтегруємо останній вираз за умови постійної за перерізом густини ρ , що дорівнює деякій середній величині

$$\frac{p}{p_d} = 1 - \frac{\rho \Gamma^2}{8\pi^2 p_d R^2} \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 - 1 \right].$$

Замінімо циркуляцію Γ через вираз циркуляції Γ_d біля стінки камери:

$$\frac{p}{p_d} = 1 - \frac{\rho U_d^2}{2p_d} \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 - 1 \right]. \quad (2.24)$$

Як видно, до формули (2.24) входить вираз критерію Ейлера, визначеного за параметрами потоку біля циліндричної стінки камери: $Eu = \frac{p_d}{\rho U_d^2}$. Тоді вираз (2.24) набуває вигляду:

$$\frac{p}{p_d} = 1 - \frac{1}{2Eu_d} \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 - 1 \right]. \quad (2.25)$$

Таким чином, в циліндрах геометрично подібних вихрових камер при $Eu_d = idem$ має бути однаковим закон розподілу тиску за нормальним перерізом, тобто $\frac{p}{p_d} = idem$.

З виразу (2.25) можна зробити висновок, що оскільки реальним є тільки випадок $\frac{p}{p_d} \geq 0$, то циркуляційний рух в камері можливий при

$$\frac{1}{2Eu_d} \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 - 1 \right] \leq 1.$$

Внутрішня межа $r = r_\gamma$ циркуляційного руху, до якій справджується гіперболічний закон зміни колової швидкості за формулою (2.22), визначається з умови

$$\frac{1}{2Eu_d} \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 - 1 \right] = 1.$$

Тоді приходимо до внутрішньої межі циркуляційної зони руху в камері:

$$r_\gamma / R = 1 / \sqrt{1 + 2Eu_d}.$$

Усередині циліндричної порожнини камери з основою у вигляді кола радіуса r_γ утворюється квазітвердотільна зона — вихрове ядро, швидкість у якому розподіляється за лінійним закономі: $U = \omega r$, де ω — кутова швидкість обертання вихору, причому

$$\omega = \frac{U_\gamma}{r_\gamma} = \frac{\Gamma_d}{2\pi r_\gamma^2},$$

де U_γ — колова швидкість на межі між зовнішнім циркуляційним і внутрішнім вихровим рухом в камері.

Дослідімо зміну тиску в квазітвердотільній вихровій зоні. Для цього випадку не можна застосувати ні рівняння Бернуллі (через зміну постійних на

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						48
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

різних лініях течії), ні інтеграл Ейлера, оскільки потік не потенційний. Тому для визначення зміни тиску в квазітвердотільній зоні скористаємося диференціальними рівняння руху Ейлера, зведеними до форми Громеки-Лемба. Ці рівняння в циліндричній системі координат для випадку сталого плоского вісесиметричного вихрового руху можна звести до одного:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{U^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) = 2U\omega. \quad (2.26)$$

З урахуванням $2\omega = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(rU)}{\partial r}$ і $U = r\omega$ вираз (2.26) можна переписати у вигляді

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{U^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) = 2\omega^2 r. \quad (2.27)$$

Зінтегруємо це рівняння:

$$\frac{p}{\rho} - \frac{p_{\text{я}}}{\rho} + \frac{U_{\text{я}}^2}{2} = \omega^2 (r^2 - r_{\text{я}}^2), \quad (2.28)$$

де $p_{\text{я}}$ – тиск на поверхні квазітвердотільної вихрової зони.

З останнього рівняння після перетворення отримаємо

$$\frac{p}{p_{\text{я}}} = 1 - \frac{1}{2Eu_{\text{я}}} \left[1 - \left(\frac{r}{r_{\text{я}}} \right)^2 \right] + 1, \quad (2.29)$$

де критерій Ейлера $Eu_{\text{я}} = \frac{p_{\text{я}}}{\rho U_{\text{я}}^2}$.

На осі циліндричної частини камери $r = 0$, $p = p_x$. Тоді з рівності (2.29) отримаємо відношення тиску на осі камери до тиску на поверхні квазітвердотільної вихрової зони:

$$\frac{p_x}{p_{\text{я}}} = 1 - \frac{0,5}{2Eu_{\text{я}}}.$$

Тобто тиск на осі циліндричної частини камери є меншим порівняно з тиском на поверхні квазітвердотільної зони.

Треба зауважити, що досліджений вище вплив колової складової швидкості на характер руху газу в камері і розподіл тиску в ній не враховує впливу скінченої довжини камери і примежового шару поблизу її стінок.

Для практики проектування вихрових камер різного призначення важливою задачею є визначення колової швидкості закрученого потоку газу в камерах.

Для визначення впливу вихрового потоку на характер руху газу скористаємося наслідком, що випливає з формули Біо-Савара про наведену вихрову дію. Згідно з нею, вихор з циркуляцією Γ викликає у будь-якій точці потоку певну швидкість. При закрученому русі газу в камері маємо прямолінійний вихор скінченної довжини, тому швидкість, викликана ним у будь-якій точці можна виразити таким чином (див. рис.2.2):

$$U = \frac{\Gamma}{2\pi r} (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2). \quad (2.30)$$

де r - відстань від розглянутої точки до осі вихору по перпендикуляру; α_1 і α_2 - кути, утворені між віссю вихору і відрізками, що з'єднують розглянуту точку потоку з граничними кінцями вихору.

Позначимо на рис. 2.2 $AB = x_1$; $AE = x_2$.

Тоді маємо

$$\cos \alpha_1 = \frac{x_1}{\sqrt{x_1^2 + r^2}};$$

і

$$\cos \alpha_2 = \frac{x_1}{\sqrt{x_1^2 + r^2}}.$$

З врахуванням отриманих співвідношень перепишемо вираз (2.24)

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi r} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{x_1^2}}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{x_2^2}}} \right). \quad (2.31)$$

Отримані рівняння дають наближену якісну картину кінематики і динаміки гвинтоподібної течії в дещо ідеалізованій вихровій камері з рівномірно розосередженим і симетричним підведенням робочого середовища до порожнини вихрової камери. З огляду на роботи [33, 35], таку картину течії, очевидно, можна поширити, крім проточної частини камери, на тупикову її частину.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		50

Однак, постановка такого наближеного математичного моделювання за визначенням не відображає всієї повноти картини утворення, локалізації, еволюції і взаємодії вихрових структур в камері, а отже не дає можливості реально оцінити розподіл кінематичних і енергетичних параметрів складного потоку у вихровій камері.

Тому головна увага при подібних досліджень має бути приділена до експериментальних методів фізичного моделювання процесів.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						51
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

Розділ 3. Експериментальний стенд, методика проведення дослідження та його результати

3.1. Загальна характеристика стенда

Досліди було проведено на експериментальному стенді для дослідження внутрішніх закручених течій повітря в дозвуковому діапазоні швидкостей.

Стенд складається з експериментальної аеродинамічної установки (рис. 3.1), робочою ділянкою слугує вихрова камера з прозорими стінками, стандартними приладами контролю загальної витрати та перепадів тиску, трьохкоординатного пристрою, а також вимірювального комплексу, до складу якого входить апаратура термоанемометрування фірми DISA “Elektronik”, осцилограф з пам'яттю інформації, персональний комп'ютер з ліцензійним програмним забезпеченням PowerGraph, засоби візуалізації та відео- і фотореєстрації течії.

Розроблена методика дослідження дала можливість експериментально вивчати когерентні вихрові утворення як в тупиковій, так і в проточній (вихідній) ділянках камери, відповідні локальні та інтегральні характеристики закручених турбулентних потоків в порожнині камери, зокрема деякі параметри мікроструктури течії.

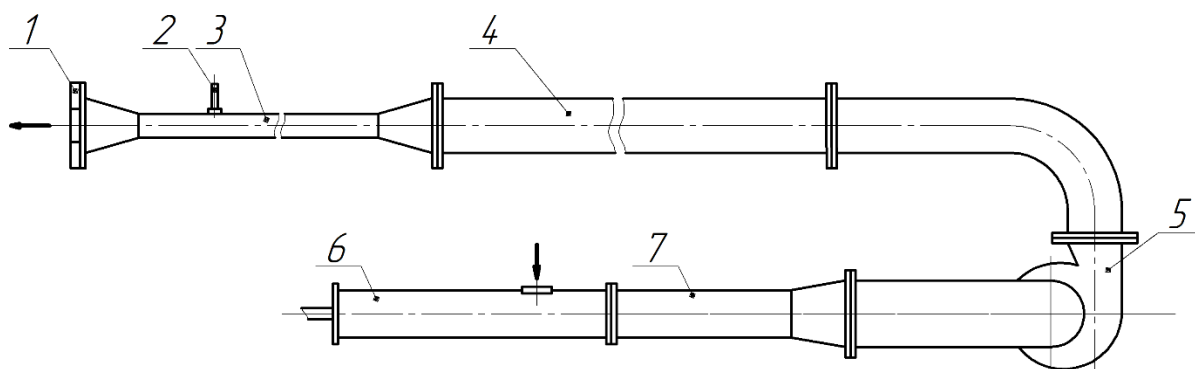


Рис. 3.1. Схема експериментальної установки: 1 – змінна діафрагма, 2 – пневмометрична трубка загальної витрати, 3 – витратомірна ділянка, 4 – передвключений трубопровід, 5 – відцентровий вентилятор, 6 – робоча ділянка, 7 – проміжна ділянка

Вимірювання загальної витрати здійснюється пневмометричною трубкою типу ВТІ-2. Набір змінних діафрагм 1 дає можливість методом дроселювання

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		52

потоків установлювати різні величини витрати повітря через робочу ділянку. Передвключений трубопровід 4 і проміжна ділянка 7 слугують гідродинамічний стабілізації потоку. До складу експериментальної установки входять також спиртові диференціальні манометри та координатний пристрій (на схемі не показані).

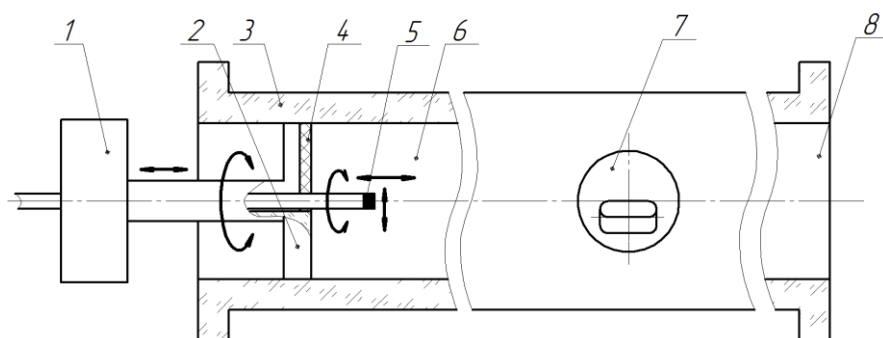


Рис. 3.2. Схема робочої ділянки

Робоча ділянка, що зображена на рис. 3.2, являє собою виготовлену з органічного скла трубу 3 з товщиною стінки 20 мм, внутрішнім діаметром $d_0=102$ мм, довжиною $l_0=635$ мм, з рухомим торцем 2 та вхідним соплом 7 з можливістю зміни осьового кута розташування проточної частини сопла і, відповідно, входу потоку до камери. Через торець в робочу ділянку вводиться державка з пневмометричним насадком 5. Осьове і радіальне переміщення пневмометричного насадка відбувається за допомогою координатного пристрою 1. Конструкція торцевого вузла передбачає поворотом торцевої кришки здійснювати радіальне та осьове переміщення пневмометричної трубки в горизонтальній та вертикальній площинах (рис. 3.3). Радіальне переміщення пневмометричної трубки забезпечується пазом в торцевій кришці з ущільненням 4. Внутрішня порожнина вихрової камери складається з видовженої тупикової зони 6 (із змінною відносною глибиною розташування від торця до осі вхідного сопла в діапазоні $L/d_0=0\div 4,4$) та з проточної частини 8 (від осі сопла до вихідного перерізу).

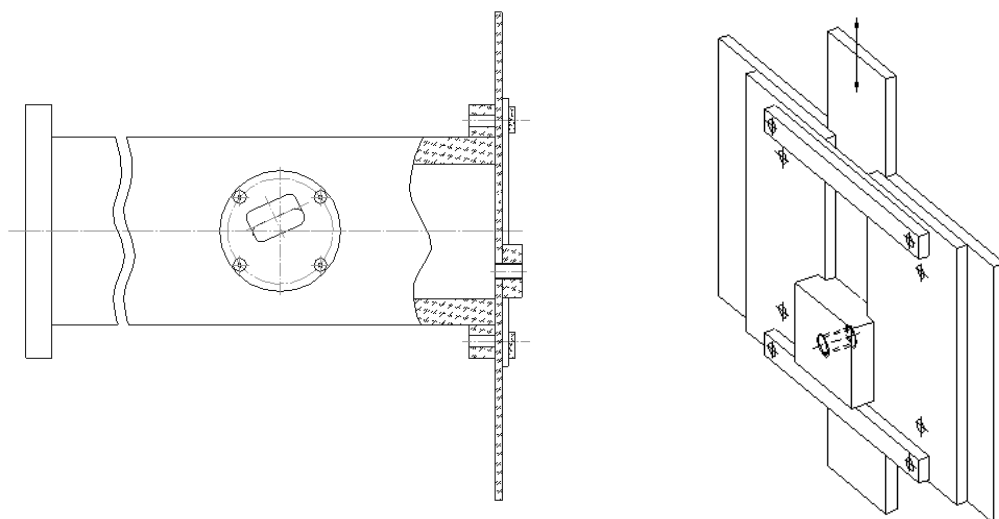


Рис. 3.3. Торцевий вузол вихрової камери

Прохідний переріз сопла має форму прямокутника розмірами $41 \times 25 \text{ мм}^2$ з галтелями кутів радіусом $0,005 \text{ м}$ при вершинах, проточна частина сопла створює кут тангенціальності вхідного струменя повітря $\gamma = 88^\circ$.

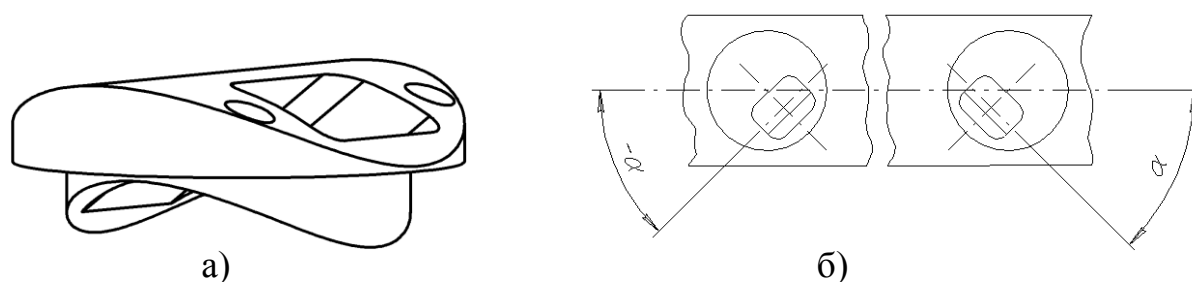


Рис. 3.4. Впускне сопло: а) загальний вигляд; б) можлива орієнтація сопла.

Напрямок вхідного потоку повітря визначається напрямом проточної частини впускного сопла та складає кут тангенціальності $\gamma = 88^\circ$ та кут осьової орієнтації сопла, який має діапазон зміни $\alpha = -20^\circ \div +20^\circ$ (рис.3.4). Знак осьового кута прийнятий додатним при орієнтації впускного сопла у бік виходу з вихрової камери та від'ємним при орієнтації впускного вікна у бік тупикової області камери. На рис. 3.5 наведене креслення вхідного сопла.

Потік повітря всмоктується відцентровим вентилятором через вхідне сопло вихрової камери з великого об'єму лабораторії. Для забезпечення рівномірності епюри швидкості на вихідному зрізі сопла передбачена можливість установки на

його зовнішній поверхні передвключеної насадки з проточною частиною, збіжною з проточним трактом сопла і спрофільованою за законом лемніскати Я. Бернуллі.

Діапазон чисел Рейнольдса, розрахованих за середньою швидкістю повітря в соплі і за його еквівалентним діаметром складає $Re_c = (55-85) \cdot 10^3$.

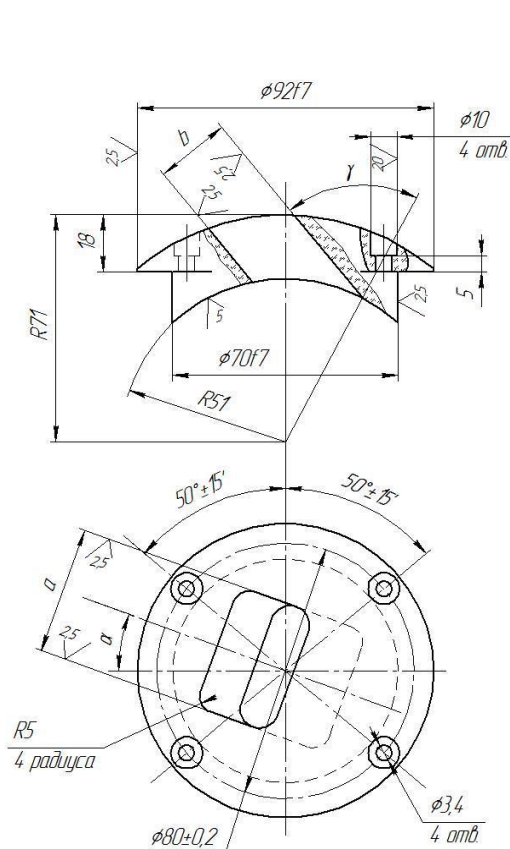


Рис. 3.5. Креслення вхідного сопла

3.2. Аналіз методик експериментального дослідження

Програма проведення дослідів передбачала:

1. Візуалізацію течії з відео-реєстрацією в камері.
2. Інструментальні вимірювання осереднених складових швидкостей та статичного тиску з використанням пневмометричних насадків.
3. Термоанемометрію течії у вихідному перерізі вихрової камери.

3.2.1. Вимірювання параметрів пневмометричними насадками

Для визначення середньовитратної швидкості повітря, що проходить через робочу ділянку, використовувалася пневмометрична трубка «олівцевого» типу (див. рис. 3. 1, поз. 2).

Враховуючи складний рух газу в камері і необхідність вибору адекватного напрямку установки нитки датчика термоанемометра при проведенні основних дослідів в даній роботі було ухвалено рішення про організацію попередніх візуалізації течії монодисперсним порошком (алюмінієва пудра) і вимірювання в камері профілів усереднених швидкостей і статичного тиску модернізованими приймачами повітряного потоку: екранованим насадком статичного тиску (рис. 3.6), модернізованим варіантом Т-подібного насадка швидкості (рис. 3.7) у вигляді конструкції, зображених на рис. 3. 8), а також кутоміром для визначення напрямку енергоємних складових потоку. Розподіл останніх не є відомим з достатньою точністю, тому для збільшення точності визначення переважних напрямків течії повітря традиційні пневмометричні насадки було обладнано циліндричними екранами (тунелями), що разом із зенкуванням зовнішніх трубок під кутом 60° значно зменшило чутливість приймачів відносно скосів потоку практично до кутів $\pm 40^\circ$. Застосовані пневмометричні насадки було приєднано до дифманометрів і по перепадах рівнів спиртових стовпців в колінах останніх оцінювались напрямки складових течії, величини статичних і динамічних тисків, а отже, і швидкості. Зазначимо, що насадки «олівцевого» типу, а також трубки Піто-Прандтля використовувати в тривимірних потоках неприпустимо через різке збільшення похибок вимірювання, оскільки вимірювальні отвори будуть сприймати сукупні сигнали від різних складових швидкісного напору. В плоских потоках це можна робити, включаючи використання звичайних Т-подібних насадків (див. рис. 3.7).

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						56
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

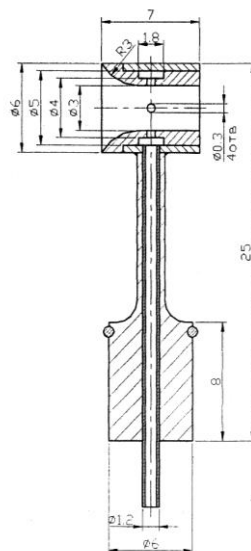


Рис. 3.6. Екранований насадок статичного тиску

К U-образному
дифференціальному манометру

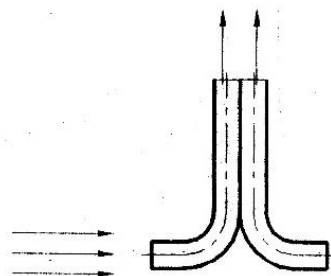


Рис. 3.7. Схема Т-подібного насадка

Конструкція цього насадка забезпечує виділення в потоці відповідного струменя переважного напрямку руху і забезпечує між трубками насадка деякий перепад тиску, практично нечутливий до скосів відносно вектора швидкості потоку, що набігає, в межах $\pm 40^\circ$. По залежності, отриманій при зіставленні характеристики цього насадка з характеристикою зразкової трубки Піто-Прандтля, визначається швидкість потоку. Трубку «олівцевого» типу було градуйовано також за допомогою зразкової трубки Піто-Прандтля.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		57

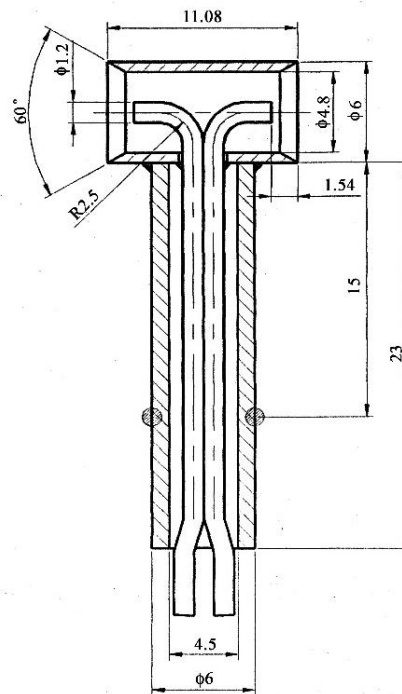


Рис. 3.8. Т-подібний екранований насадок швидкості (ТЕНШ)

3.2.2. Характеристика методів термоанемометричних вимірювань

У практиці досліджень широке використання для вимірювання швидкісних характеристик потоків отримали методи термоанемометрування. Основною областю використання термоанемометрів є вивчення неусталених рухів та течій у примежовому шарі поблизу стінки, визначення напрямку швидкості потоку (двох- та трьохниткові термоанемометри) та, головним чином, дослідження турбулентності потоків неперервних середовищ. Термоанемометри мають ряд переваг, серед яких невелика інерційність приладу, доволі висока точність, висока чутливість датчику, невеликі габарити.

Принцип дії термоанемометра заснований на зміні температури чутливого елемента датчика в залежності від швидкості потоку, що набігає на нього. Чим більша швидкість потоку, тим більша кількість теплоти, що знімається з нитки, тим нижче її температура та, відповідно, електричний опір.

Чутливим елементом (ЧЕ) термоанемометра є нагрітий дріт або поверхня з напиленням, зазвичай виконаним з платини або вольфраму. Матеріал, з якого виготовлений датчик, повинен бути не тільки достатньо міцним, але і мати високий температурний коефіцієнт питомого електричного опору [19].

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		58

В даний час найбільш широко використовуються ниткові (дротяні) термоанемометри. На рис. 3.9 показана схема чутливого елемента з дроту.

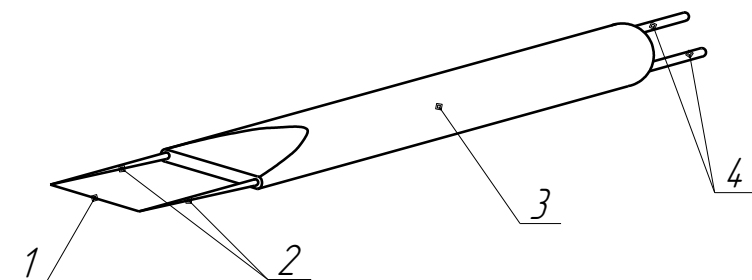


Рис. 3.9. Схема чутливого елемента із дроту: 1 – нитка, що нагрівається; 2 – підтримуючі ніжки; 3 – корпус; 4 – виводи

Іншою конструкцією є показана на рис. 3.10 схема плівкового чутливого елемента з основою із пірексового скла з нанесеним покриттям - напиленням або фольгою із платини.

Дротяні датчики мають в порівнянні з плівковими більш плоску частотну характеристику і більшу чутливість, проте при великих швидкостях повітря, особливо якщо середовище, у якому проводяться вимірювання, містить велику кількість частинок, дротяний зразок виявляється дуже слабким, а датчик плівкового зразка має більшу стійкість до механічних пошкоджень.

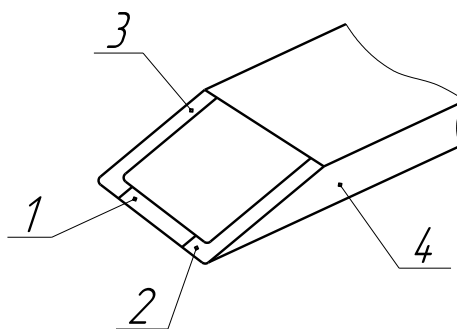


Рис. 3.10. Плівковий чутливий елемент: 1 – платинове напилення; 2 – срібні контакти; 3 – скло пірекс; 4 – основа

Для особливих умов роботи використовуються чутливі елементи у вигляді трубки з нанесеним зсередини покриттям напиленням (рис. 3.11).

Оскільки робота термоанемометра безпосередньо визначається процесом теплообміну між ЧЕ і газовим потоком, для точних вимірювань необхідна постійність теплофізичних характеристик як робочого середовища, так і поверхні елемента, тим паче, що розміри дроту або напилення малі. Тому достовірною

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		59

робота можлива тільки в газових середовищах, чистих від пилу і однакових за складом. На рис. 3.12 приведений вид реального вимірювального вузла високоточного термоанемометра. Для підвищення точності вимірювання різних складових швидкості застосовуються два або три вимірювальні дроти, розташовані під кутом один до одного, чим досягається точне визначення вектору руху газового потоку.

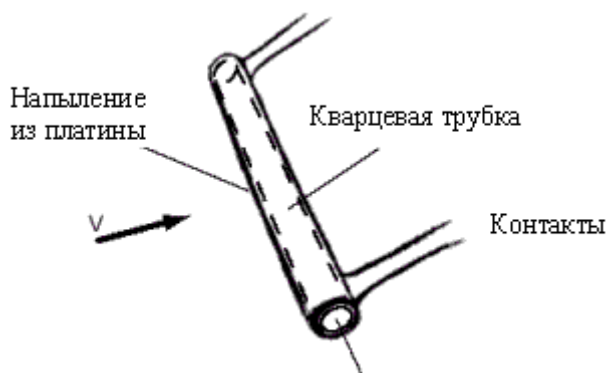


Рис.3.11. Трубчастий чутливий елемент

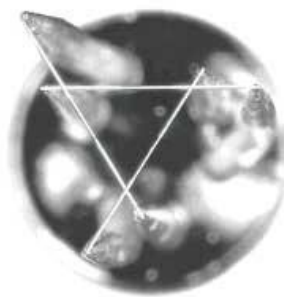


Рис.3.12. Вимірювальний вузол високоточного термоанемометра

Основна частина термоанемометра – міст вимірювальний (рис. 3.13), в одне плече якого включений датчик - ЧЕ (R_T). Чутливим елементом такого анемометра є нагрітий дріт або поверхня, звичайно виконана з платини або вольфраму. Нагрів елемента звичайно здійснюється постійним струмом, що проходить через нього, або струмом з підтримкою постійної температури елемента. Іноді можна зустріти конструкції з непрямым підігрівом вимірювальної нитки. Кількість тепла, що передається нагрітим ЧЕ потоку рідини, залежить від фізичних характеристик середовища, що рухається, геометрії і орієнтації ЧЕ. Із збільшенням температури ЧЕ чутливість термоанемометра збільшується.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		60

Іншими елементами мосту є резистори, що мають незмінний опір (R_1 та R_2) та резистор регулювання напруги (R_3) за допомогою якого відбувається балансування мосту перед початком роботи [20], [21].

Термоанемометри прийнято розрізняти за рядом ознак, що характеризують тепловий режим перетворювача: способу нагріву чутливого елемента (прямою, непрямий, безперервний, імпульсний); роду струму, що живить міст (постійний, змінний); особливостям електричної схеми та інш.

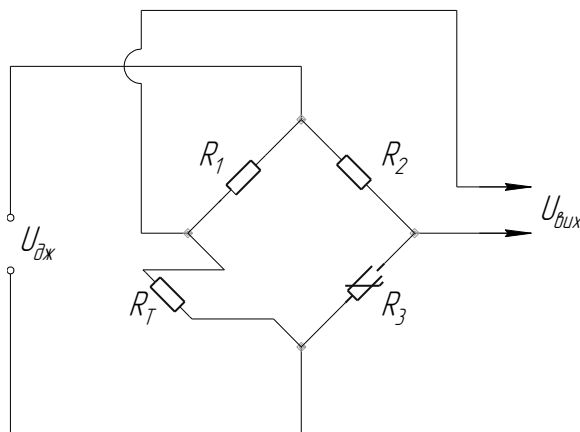


Рис. 3.13. Вимірювальний міст термоанемометра

В залежності від теплового режиму ЧЕ розрізняють термоанемометри постійного струму і постійної температури. В термоанемометрах постійного струму (рис. 3.14) сила струму, що протікає в ланцюзі чутливого елемента перетворювача, залишається незмінною при різних швидкостях течії. Живлення моста в такому термоанемометрі здійснюється за допомогою джерела з дуже великим внутрішнім опором, що забезпечує постійність величини струму при зміні опору ЧЕ. Оскільки температура ЧЕ змінюється в часі, то при вимірюваннях в нестационарних і турбулентних потоках смуга реєстрованих частот виявляється обмеженою через теплову інерцію ЧЕ, унаслідок чого амплітуда сигналу при високочастотних пульсаціях зменшується в $\sqrt{1 + \omega^2 \cdot \tau^2}$ разів, де τ – постійна часу ЧЕ; ω – циклічна частота.

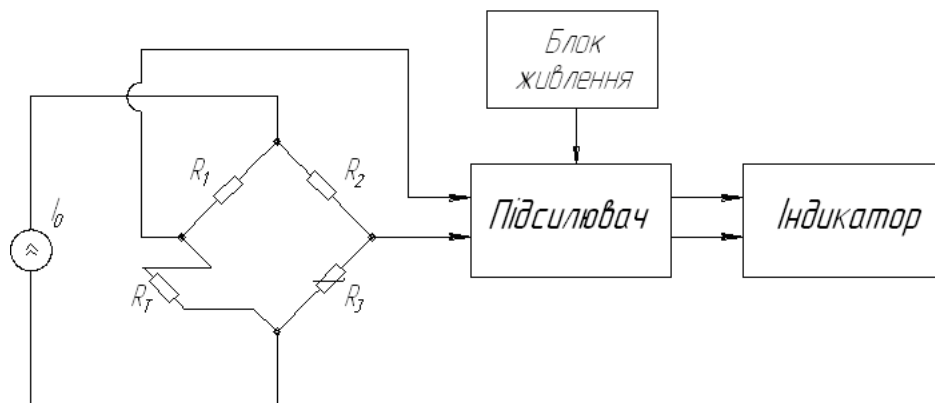


Рис. 3.14. Схема термоанометра постійного струму

Застосування підсилювача з частотною корекцією значно розширює частотний діапазон термоанометра постійного струму. Шляхом узгодження частотних характеристик підсилювача і перетворювача можна добитися повного усунення спотворень сигналу за рахунок теплової інерції. Проте практично здійснити таку корекцію у край важко, внаслідок залежності частотної характеристики не тільки від фізичних властивостей ЧЕ, але і від швидкості течії та інших параметрів, тому в процесі вимірювань необхідно проводити підстроювання компенсуючого кола підсилювача. При малій інтенсивності пульсацій частотну корекцію можна виконати по середніх значеннях параметрів. Якщо рівень пульсацій достатньо високий, то така компенсація не забезпечує корекції частотної характеристики. Тому термоанометри постійного струму застосовуються, як правило, тільки для вимірювання в потоках з низьким рівнем пульсацій [20].

Останніми роками широко використовуються термоанометри постійної температури (рис. 3.15). Основними елементами таких термоанометрів є вимірювальний міст з чутливим елементом, включеним в одне з його плечей, і підсилювач із зворотним зв'язком. Підсилювач постійного струму повинен мати високий коефіцієнт посилення (не менше 8000...10000) і рівномірну частотну характеристику в смузі частот 0–30 кГц. Стійка робота підсилювача в області високих частот забезпечується завдяки частотно-залежному зворотному зв'язку.

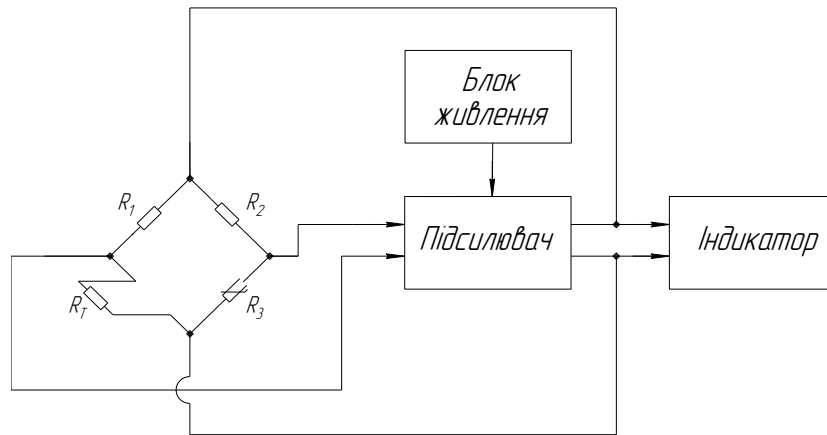


Рис. 3.15. Схема термоанемометра постійної температури

Не дивлячись на ряд переваг (мала інерційність, висока чутливість, точність, надійність, компактність), термоанемометр постійної температури має істотний недолік – залежність показів від температури середовища. Це викликає необхідність вимірювання температури в каналі, що ускладнює схему приладу, а вплив одного чутливого елемента на інший додатково підвищує похибку вимірювання. Слід також відзначити, що градуювання термопар або термометрів опору, які використовуються паралельно з датчиком термоанемометра, збільшує трудомісткість експерименту, до того ж виконується в обмеженому діапазоні температур, який має не виходити за межі реального діапазону робочих температур. В протилежному разі це може привести до істотного збільшення похибки вимірювання в тих випадках, коли температура рідини або газу, швидкість яких вимірюється, виходить за межі діапазону, в якому виконувалося градуювання ЧЕ.

Однак на покази термоанемометра значний вплив можуть здійснити кут атаки, тобто кут, під яким потік набігає на нитку (чутливий елемент). Для отримання найбільш достовірних результатів необхідно попередньо визначати переважні напрямки векторів усередненої швидкості для правильної орієнтації нитки термоанемометра, розташування якої має бути перпендикулярним до цих векторів, оскільки коефіцієнти тепловіддачі від нитки до повітря при такому положенні її на порядок більші порівняно з поздовжнім обтіканням. Як було

зазначено вище, напрямок вектора швидкості визначався попередніми візуалізацією течії і пневмоанемометруванням.

Якщо канал виконано з деякого прозорого матеріалу (наприклад, скла), та напрямок вектора швидкості досить точно можна визначити за допомогою шовкової нитки чи прапорців кутомірів по їх розташуванні у потоці.

Досить просто можна визначити напрямок вектора швидкості за допомогою термоанемометра на основі залежності температури нитки від напрямку набігаючого потоку. Термоанемометр розміщують у потоці, обертають навколо вісі та по максимальним показам вольтметра середніх значень (чи по максимуму кривої на екрані осцилографу) орієнтовно визначають напрямок потоку. Потім термоанемометр повертають так, щоб нитка була під кутом $(40-45)^\circ$ до орієнтовно визначеного напрямку потоку. У цьому положенні датчик найбільш чутливий до кута атаки потоку. Фіксується його кутове положення та покази вольтметра. Обертаючи датчик термоанемометра у іншу сторону, проходять повз максимум напруги та знаходять друге положення датчика, при якому напруга, що знімається з термоанемометра, буде рівним зафіксованому раніше. Напрямок вектора швидкості буде збігатися з напрямком бісектриси кута повороту датчика від першого положення до другого. Такий спосіб хоч і є досить простим, але він є точним лише для одновимірних течій.

Для визначення напрямку вектору швидкості у двох - чи тривимірних потоках можна використовувати двох - та трьохниткові термоанемометри. Проте, визначення напрямку потоку за допомогою цих датчиків є досить складним, особливо якщо течія збурена, має багато вихорів, а також коли потік має складну макро- і мікроструктуру. У цьому випадку для визначення напрямку вектора швидкості спочатку проводять візуалізацію течії. Потім на основі отриманого результату за допомогою пневмометричних зондів виділяють елементарні струмені і лише потім за допомогою термоанемометра у межах обраного струменя можна уточнювати напрямок течії.

Тарування датчика звичайно проводять у аеродинамічній трубі, розташовуючи нитку датчика перпендикулярно до напрямку осередненої течії

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		64

біля зразкового насадка Піто-Прандтля, але не дуже близько одне до одного. Порівнюючи покази трубки Піто-Прандтля та покази вольтметра, складають тарувальний графік. При таруванні особливу увагу потрібно звертати на чистоту потоку, відсутність вологи, пилу, масел у повітрі, яке використовується. Необхідно також підтримувати температуру потоку, по якому відбувається тарування датчика, однаковою із температурою досліджуваного потоку. Виміри показують [16], що відхилення температури газу на 1 К від умов тарування може призвести до додаткових похибок в вимірюванні швидкості на 2%.

Для термоанемометра з постійною температурою дроту величини T_w і, відповідно, опору ЧЕ R_w постійні, тоді місцева швидкість потоку

$$v_f = \left(\frac{I^2 \cdot R_w}{F_w \cdot (T_w - T_f) \cdot B_1} - \frac{A_1}{B_1} \right)^{\frac{1}{n}} = \left(\frac{I^2}{(T_w - T_f)} \cdot \text{const}_1 - \text{const}_2 \right)^{\frac{1}{n}} = F(I, T_f), \quad (3.1)$$

де I - сила струму, що протікає через нитку термоанемометра, А; R_w - електричний опір нитки, Ом; F_w - площа поверхні нитки термоанемометра, м²; T_w - температура нитки, К; T_f - температура потоку, що набігає, К; A_1 , B_1 - коефіцієнти; n - показник степеня, що залежать від числа Рейнольдса (а відтак і швидкості).

Температуру набігаючого потоку T_f можна виміряти, і тоді швидкість можна буде визначити по силі струму I , що протікає через нитку термоанемометра.

При використанні термоанемометра постійної сили струму

$$v_f = \left(\frac{I^2 \cdot R_{ref} \cdot [1 + \alpha_{el} \cdot (T_w - T_{ref})]}{F_w \cdot (T_w - T_f) \cdot B_1} - \frac{A_1}{B_1} \right)^{\frac{1}{n}} = \left(\frac{[1 + \alpha_{el} \cdot (T_w - T_{ref})]}{(T_w - T_f)} \cdot \text{const}_3 - \text{const}_4 \right)^{\frac{1}{n}} = F(T_w, T_f), \quad (3.2)$$

де T_{ref} - калібрувальна температура, К; α_{el} - температурний коефіцієнт опору, Ом/К;

В даному випадку знову швидкість набігаючого потоку залежить від температури цього потоку T_f , яку можна виміряти, і від температури самого датчика T_w . А оскільки між температурою дроту і його опором існує взаємозв'язок, то по опору дроту можна визначити швидкість.

Тобто, коли через нитку пропускається постійний струм, то швидкість потоку можна визначити вимірюванням падіння напруги на нитці. Якщо ж падіння напруги є незмінним, то, вимірюючи силу струму, визначають швидкість потоку.

Для випадку з підтримкою постійної температури дроту, або її постійного перегріву, при регулюванні значення напруги на дроті (і відповідно струму через неї), відбувається підтримка необхідного температурного режиму, і по вимірних значеннях напруги і струму визначається швидкість потоку.

У всіх випадках роботи термоанемометра необхідне незалежне вимірювання температури потоку T_f .

3.2.3. Методика застосування апаратури термоанемометрії для визначення аеродинамічних параметрів течії

В даній роботі використовувався одноканальний термоанемометр постійної температури DISA-55M з двома видами пробників: дротяним і плівковим.

Для вимірювання усередненої за часом місцевої швидкості і середньоквадратичних величин пульсацій швидкості потоку в різних перерізах робочої ділянки, у тому числі у вихідному перерізі вихрової камери, використовувався одноканальний термоанемометр DISA-55M. В дослідях використовувались два види пробників: дротяний і плівковий. Оскільки в процесі дослідження для візуалізації застосовувався монодисперсний порошок, то існувала небезпека, що при інструментальних вимірюваннях його залишки можуть періодично потрапляти в зону вимірювання, тому в попередніх дослідях безпосередньо після візуалізації використовувався плівковий датчик. Це робилося також з метою контролю вимірювальних величин певним дублюванням замірів. Датчик плівкового зразку складається з покритого кварцовою оболонкою

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						66
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

товщиною 0,4 мкм вольфрамового дроту, розміщеного на вершині кварцового стрижня, тому такий ЧЕ є стійким до механічних пошкоджень.

В основних серіях дослідів для отримання електричного сигналу, зареєстрованого термоанемометром, було використано датчик (пробник) дротяного типу 55P15. Чутливий елемент датчика виконано у вигляді платинової нитки діаметром 5 мкм загальною довжиною 1,1 мм (з урахуванням місць контактів при зварюванні дроту з ніжками датчика). Пробник встановлювався так, щоб дріт датчика був орієнтований під кутом 90^0 проти вимірювальної складової потоку, що набігає. Напрямок необхідної складової швидкості течії попередньо було визначено за допомогою пневмометричного насадка ТЕНШ і картин візуалізації.

При проведенні дослідів вимоги відповідності температурних діапазонів тарування датчиків температури і робочих режимів аеродинамічних вимірювань були повністю витримані. Мінімальні за реальних умов експерименту зміни температури ($\pm 1^0\text{C}$) атмосферного повітря на вході до впускного сопла вихрової камери автоматично враховуються при завчасних операціях компенсації опору електричного кола, а також вимірювання і внесення до вимірювального моста значень опору чутливого елемента. Ці операції повторювались перед початком кожного досліду. Аналіз картин течії в тупиковій і проточній областях вихрової камери, отриманих пневмометричними вимірюваннями в попередніх роботах, цитованих вище, показав, що у більшості досліджуваних зон в межах вихрової камери величини трансверсальних складових швидкості переважають над величинами осьових і радіальних складових швидкості або сумірні з ними. Тому в даній роботі з метою оцінки впливу конструктивних параметрів камери на структуру потоку у вихідному перерізі, яка впливає на процеси переносу імпульсу і енергії, а отже, на процеси змішування, були виконані вимірювання саме трансверсальних швидкостей і інтенсивності їх пульсацій.

Для цього вихідна частина вихрової камери була модернізована: замість пробки з отвором для відбору статичного тиску у вихідному перерізі, який розташовано на відстані $4,1d_0$ від центра вхідного сопла, до отвору у верхній

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						67
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

стілці циліндричної частини камери угвинчувався координатник, який дозволяє з високою точністю переміщувати у вертикальному напрямку державку датчика термоанемометра для здійснення вимірювань (рис. 3.16).

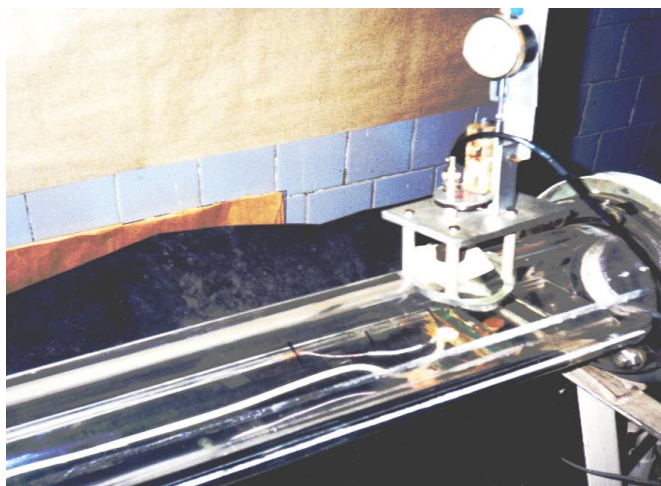


Рис. 3.16. Вимірювальна ділянка

3.2.4. Методика проведення дослідів і результати вимірювань

Серед конструктивних параметрів, варіювання якими відповідатиме найпростішим методам статичного керування структурою вихідного потоку, можна виділити наступні: кут орієнтації більшої сторони вхідного отвору прямокутної форми вхідного сопла відносно поздовжньої осі камери («осьовий кут» α розташування сопла, який встановлюється поворотом сопла); відносна глибина розташування глухого торця циліндричної частини камери L/d_0 . Даний цикл експериментальних досліджень проведено при таких величинах параметрів: числа Рейнольдса $Re_c = 55\,000$ і $85\,000$; осьові кути розташування проточної частини сопла: $\alpha = 0^\circ, +20^\circ, -20^\circ$; безрозмірна глибина тупикової частини камери відносно сопла $L/d_0 = 0$ і $4,4$.

Вимірювання термоанемометром актуальних значень трансверсальної складової швидкості потоку вздовж вихідного перерізу ВК здійснювалось паралельно подвійним методом. Перший метод — безпосередньо блоком термоанемометричної апаратури: цифровим вольтметром середніх значень напруги — аналога місцевої усередненої за часом швидкості і вольтметром

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		68

середньоквадратичних значень пульсацій напруги – аналога середньоквадратичної пульсаційної швидкості. Другий метод полягав в подачі сигналу з моста термоанемометра 55M10 до фільтра нижніх частот і через аналого-цифровий перетворювач на персональний комп'ютер, на якому провадилась обробка інформації за спеціальною методикою статистичної обробки вибірок відповідних даних. Вимірювання швидкості здійснювалось фіксацією чутливого елемента датчика термоанемометра через кожні 10 мм (поблизу стінок через 5 мм) вздовж діаметра вихідного перерізу вихрової камери.

Проведено аналіз структури вихідного потоку проведено за результатами вимірювань безрозмірних профілів трансверсальних складових усередненої швидкості $U^* = U/W_a$ (W_a – середньовитратна швидкість потоку на виході з камери) (рис. 3.17) та відносної інтенсивності пульсацій $\varepsilon_u = \sqrt{u'^2}/U$ (U – місцева трансверсальна швидкість, усереднена за часом) (рис. 3.18) у вихідному перерізі вихрової камери в порівнянні варіантів камер при $L/d_o=0$ і $L/d_o=4,4$, при різних значеннях осьового кута підведення вхідного струменя повітря і двох граничних величинах числа Рейнольдса.

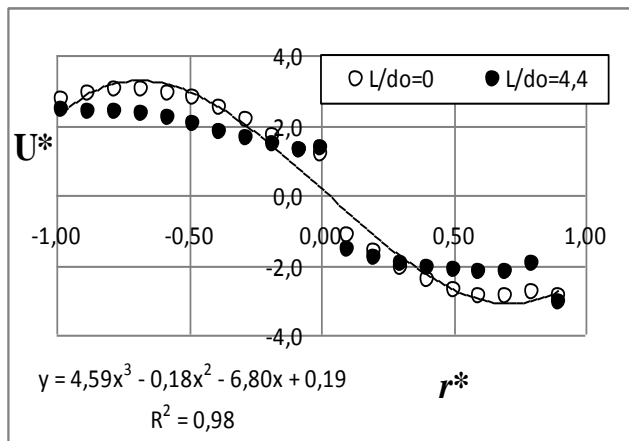
Згідно з рис. 3.17, головні зміни профілів усередненої швидкості при збільшенні глибини тупикової частини вихрової камери до $L/d_o=4,4$ відбуваються для трьох значень осьового кута α при $Re_c = 85000$ приблизно в однакових областях поперечного перерізу: при $|r^*| \geq 0,5$, причому $r^* = r/r_o$, де r_o – радіус внутрішньої поверхні циліндричної частини камери. В цьому випадку в зазначеному вище діапазоні $\alpha = var$ отримано зменшення нерівномірності розподілу швидкості: до 28% при $\alpha = 0^\circ$ (рис. 3.17, а); до 23% при $\alpha = +20^\circ$ (рис. 3.17, в); до 41% при $\alpha = -20^\circ$ (рис. 3.17, д).

При $Re_c = 55000$ межу між квазітвердотільною і вільновихровою зонами руху виділити більш важко, а прийнята апроксимація поліномами 3 і 5 степені не додає ясності. При цьому режимі спостерігається різкий сплеск модуля трансверсальної швидкості поблизу циліндричної стінки для додатного радіуса

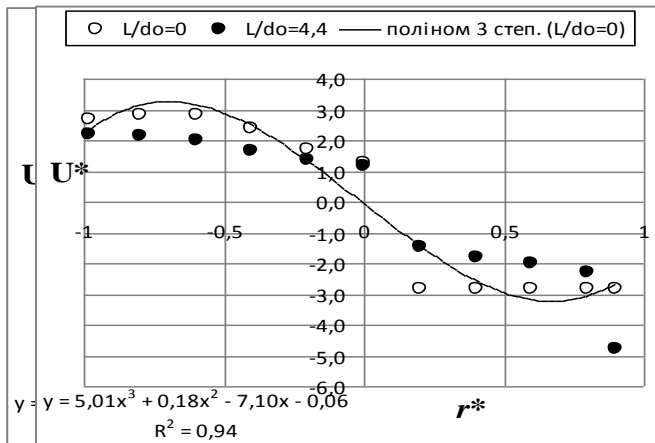
камери при $\alpha = 0^0$ і варіанті $L/d_o=4,4$, а також для обох варіантів $L/d_o=0$ і $L/d_o=4,4$ при $\alpha = +20^0$ і -20^0 .

При $Re_c = 55000$, як видно з рис. 3.17, б, осьовий кут сопла $\alpha = 0^0$ і видовження тупикової зони до $L/d_o=4,4$ покращують рівномірність розподілу усередненої трансверсальної швидкості в умовній зоні квазітвердотільного вихору максимально до 48%, але в пристінній області камери при додатному значенні безрозмірного радіусу $r^*=0,9$ рівномірність профілю швидкості стрибком зменшується на 69% відносно камери без тупикової зони $L/d_o=0$. Рис. 3.17, г, е свідчать про зменшення нерівномірності розподілу $U^*(r^*)$ за всім вихідним перерізом камери з максимальним видовженням тупикової частини для випадку $\alpha = +20^0$ максимально до 35% , а для випадку $\alpha = -20^0$ — до 37%.

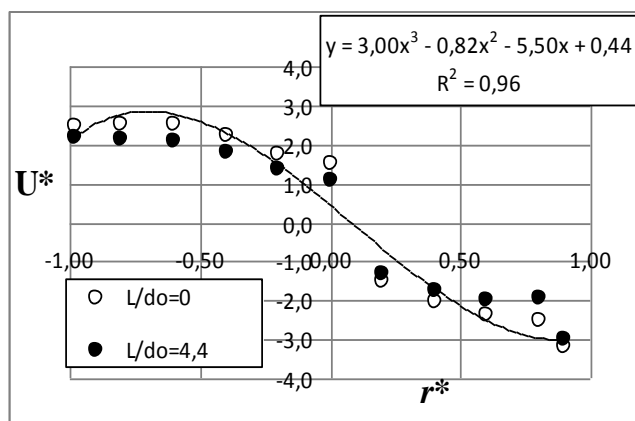
					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						70
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		



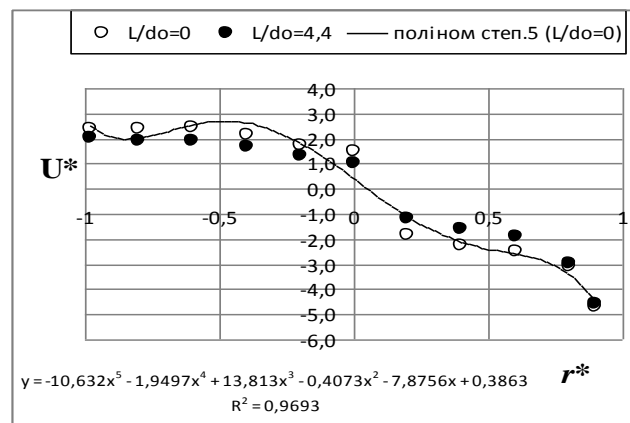
a)



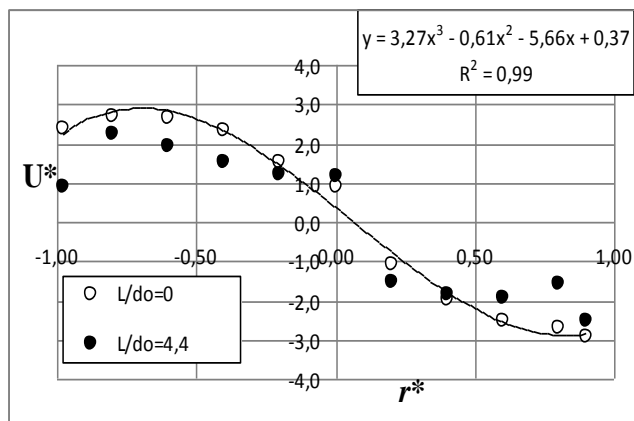
б)



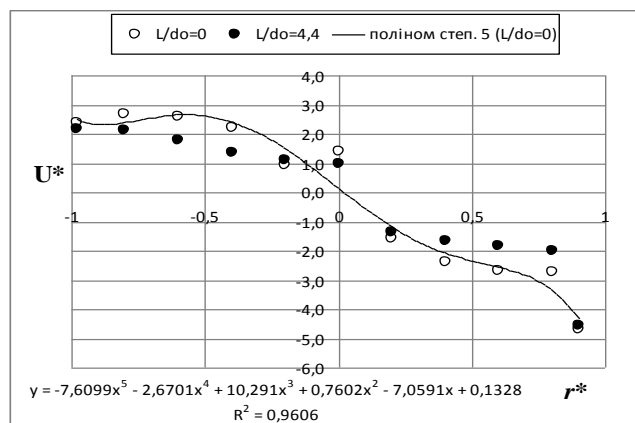
в)



г)



д)



е)

Рис. 3.17. Профілі усередненої трансверсальної складової швидкості у вихідному перерізі вихрової камери: а – $\alpha = 0^\circ$, в – $\alpha = +20^\circ$, д – $\alpha = -20^\circ$ при $Re_c = 85000$; б – $\alpha = 0^\circ$, г – $\alpha = +20^\circ$, е – $\alpha = -20^\circ$ при $Re_c = 55000$

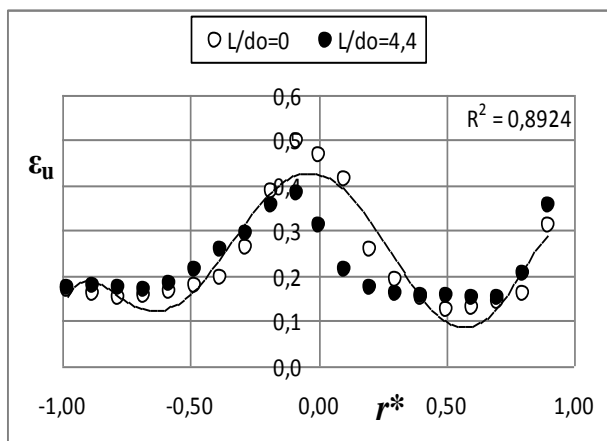
Для інтегральної оцінки відмінності усереднених за вихідним перерізом вихрової камери величин інтенсивності пульсацій $\Delta \varepsilon_{u,a} = \bar{\varepsilon}_u - \bar{\varepsilon}_{u,0}$ при $L/d_o=4,4$ по відношенню до значень $\bar{\varepsilon}_{u,0}$ для $L/d_o=0$ уведено показник впливу тупикової зони

$$k_u = \frac{\Delta \varepsilon_{u,a}}{\bar{\varepsilon}_{u,0}} \cdot 100\% = \frac{\bar{\varepsilon}_u - \bar{\varepsilon}_{u,0}}{\bar{\varepsilon}_{u,0}} \cdot 100\% . \quad (3.3)$$

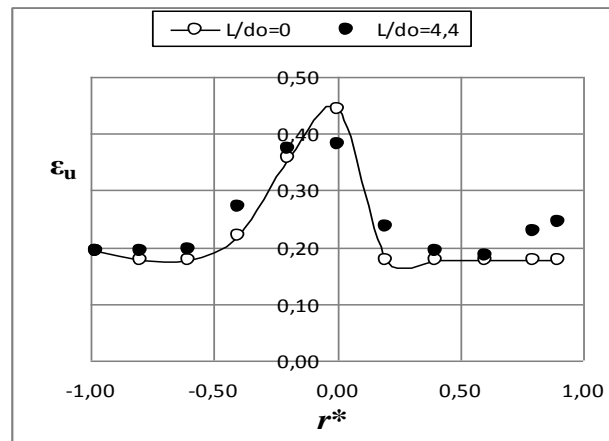
При $Re_c = 85000$ згідно з даними, які відображає рис. 3.18, а, для осьового кута $\alpha=0^\circ$ маємо: $\bar{\varepsilon}_u=0,22$; $\bar{\varepsilon}_{u,0}=0,23$, що дає $k_u=-4,3\%$, тобто відносно невелике зменшення середньої інтенсивності пульсацій швидкості при видовженні тупикової зони до $L/d_o=4,4$. Однак при цьому відносна розбіжність $K_u = (\varepsilon_u^{\max} - \varepsilon_u^{\min}) / \bar{\varepsilon}_u$ між максимальним і мінімальним значеннями ε_u в межах вихідного перерізу при переході від базового варіанта ВК з $L/d_o=0$ до варіанта $L/d_o=4,4$ суттєво (до 37%) зменшується.

Аналогічне порівняння дослідних даних при $Re_c = 85000$ для інших кутових положень вхідного сопла, свідчить про наступне (рис. 3.18, в, д). При $\alpha = +20^\circ$, згідно з дослідями, $\bar{\varepsilon}_u=0,25$, $\bar{\varepsilon}_{u,0}=0,22$, що при переході від базового варіанта ВК з $L/d_o=0$ до варіанта $L/d_o=4,4$ дає $k_u=+13,6\%$, тобто $\bar{\varepsilon}_u$ зростає на 13,6% при практично незначному зростанні (+2,6%) відносної розбіжності K_u між максимальним і мінімальним значеннями ε_u .

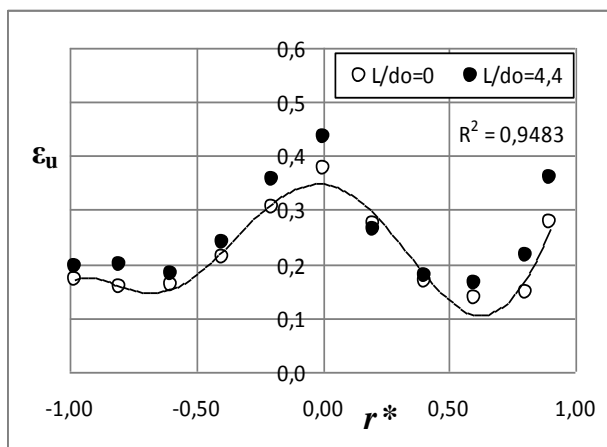
При $\alpha = -20^\circ$ і аналогічному переході від $L/d_o=0$ до $L/d_o=4,4$ маємо: $\bar{\varepsilon}_u=0,26$; $\bar{\varepsilon}_{u,0}=0,22$; $k_u=+18,0\%$, але відносна розбіжність K_u зменшується відносно варіанта з $L/d_o=0$ на 18,3%. Отже, при $L/d_o=4,4$ і $Re_c = 85000$ тупикова зона є стабілізуючим фактором щодо профілів ε_u .



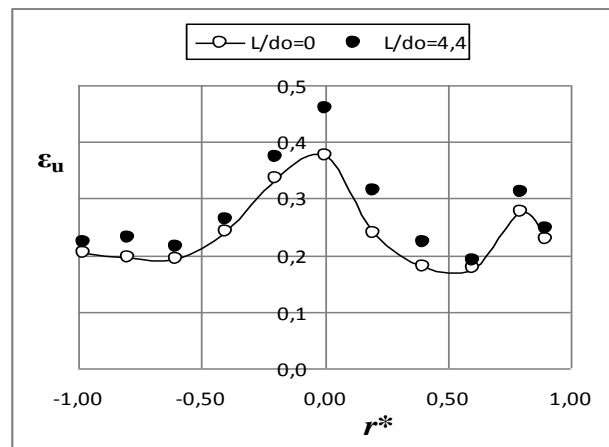
а)



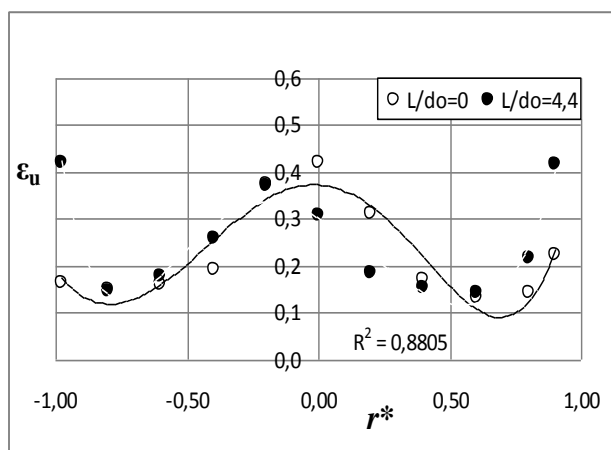
б)



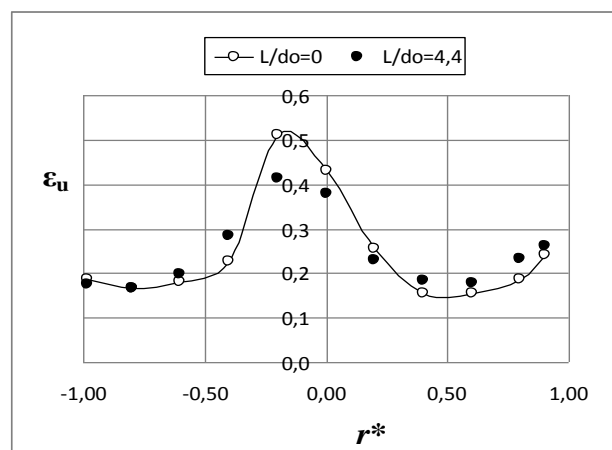
в)



г)



д)



е)

Рис. 3.18. Розподіл відносної інтенсивності пульсацій трансверсальної складової швидкості у вихідному перерізі вихрової камери:

а – $\alpha = 0^\circ$, в – $\alpha = +20^\circ$, д – $\alpha = -20^\circ$ при $Re_c = 85000$;

б – $\alpha = 0^\circ$, г – $\alpha = +20^\circ$, е – $\alpha = -20^\circ$ при $Re_c = 55000$

Аналіз графіків на рис. 3.18, б, г, е при мінімальній витраті газу, тобто при $Re_c = 55000$, і застосуванні видовженої частини камери ($L/d_o = 4,4$) показав збільшення, порівняно з базовим варіантом камери при $L/d_o = 0$, інтегральної інтенсивності пульсацій для камер з осьовими кутами $\alpha = 0^0$ і 20^0 , для яких показники впливу тупикової зони дорівнюють відповідно $k_u = +9,8\%$ і $+15,4\%$; для камери з кутом підведення газу $\alpha = -20^0$ підвищення інтенсивності практично не спостерігається ($k_u = +0,4\%$). При цьому відносна розбіжність $K_u = (\varepsilon_u^{\max} - \varepsilon_u^{\min}) / \bar{\varepsilon}_u$ між максимальним і мінімальним значеннями ε_u в межах вихідного перерізу порівняно з базовим варіантом змінюється таким чином: для камери з $\alpha = 0^0$ зменшується на 33%; для камери з $\alpha = +20^0$ зростає на 16%; для камери з $\alpha = -20^0$ зменшується до 31,6%. Таким чином, при малих витратах газу (на рівні відповідної величини числа Рейнольдса $Re_c = 55000$) раціональними з точки зору повноти процесу перемішування можна вважати камери з видовженням тупикової частини $L/d_o = 4,4$ при $\alpha = 0^0$ і -20^0 .

Обробка даних вимірювань інтенсивності пульсацій швидкості при $Re_{\max} = 85000$ і $Re_{\min} = 55000$ показує загальну особливість, спільну для всіх варіантів керувальних дій ($\alpha = \text{var}$, $L/d_o = \text{var}$, $Re = \text{var}$): спостерігається різке зростання величин ε_u в центральній області поперечного перерізу циліндричної частини камери. Це можна пояснити процесами взаємодії центрального квазітвердотільного вихору (ЦКТВ), що рухається від глухого торця, з тангенціальним потоком, який потрапляє від сопла одразу в проточну частину вихрової камери в результаті поділу вхідного струменя.

Висновки по розділу 3

Із порівняння вихрових камер з параметрами $L/d_o=0$ і $L/d_o=4,4$ маємо:

1. При максимальному в даному дослідженні значенні числа Рейнольдса ($Re_c = 85000$) у вихрових камерах з параметрами $\alpha = -20^\circ$ і $L/d_o = 4,4$ забезпечуються збільшення інтегральної величини інтенсивності пульсацій до 18%, а також найкраща стабілізація профілів трансверсальної швидкості та інтенсивності пульсацій швидкості — їх рівномірність зростає відповідно до 41% і 18%.
2. При мінімальному значенні числа Рейнольдса $Re_c=55000$ і $L/d_o=4,4$ спостерігається зменшення нерівномірності розподілу швидкості до 48% в області квазітвердотільного обертання газу при $\alpha = 0^\circ$ і до 35 ÷ 37% відповідно при $\alpha = -20^\circ$ та $\alpha = -20^\circ$ в області усього вихідного перерізу камери.
3. При $Re_c=55000$ явище зростання до 69% (порівняно з камерою $L/d_o=0$) трансверсальної швидкості виключно в пристінній зоні $r^*=0,9$ при $\alpha = 0^\circ$ потребує подальшого дослідження.
4. В цілому при $Re_c=55000$ застосування вихрових камер з видовженою тупиковою частиною ($L/d_o=4,4$) підвищує інтегральну інтенсивність пульсацій швидкості, причому найбільш явно — на 9,8% і 15,4% для варіантів камер з осьовими кутами установки вхідного сопла $\alpha = 0^\circ$ і $+20^\circ$ при практично незмінному рівні пульсацій при $\alpha = -20^\circ$. Але відносна розбіжність між максимальним і мінімальним значеннями інтенсивності пульсацій швидкості істотно зменшується тільки при $\alpha = 0^\circ$ і $\alpha = -20^\circ$ — відповідно на 33% і 31,6%. Звідси впливає найбільш прийнятні в даному випадку сполучення параметрів: при $L/d_o=4,4$ осьові кути $\alpha = 0^\circ$ і $\alpha = -20^\circ$.
5. Отримані результати виявили раціональні сполучення конструктивних параметрів вихрових камер з одностороннім підведенням робочих середовищ, що дає можливість застосовувати такі камери як передвключені апарати в комбінації з технологічними установками і різного роду камерами згоряння.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						75
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

Розділ 4. Технологія машинобудування

4.1 Опис деталі

Метою розділу проекту є розробка технологічного процесу виготовлення деталі – Сопло вхідне. Сопло призначене для зміни напрямку вхідного потоку у вихрову камеру. Так як деталь є частиною експериментального стенду, матеріал має відповідати наступним критеріям: стійкість до корозії, легкість, міцність, а також прозорість.

Всі поверхні деталі доступні для ріжучого інструменту. Деталь складається з простих конструкційних елементів оптимального ступеню точності та шорсткості поверхні, що дозволяє використовувати високопродуктивне обладнання та стандартну оснастку при стандартних технологічних базах. Усі технологічні вимоги встановлені в залежності від службового призначення виробу та визначаються ступенем точності деталі. В цілому деталь технологічна.

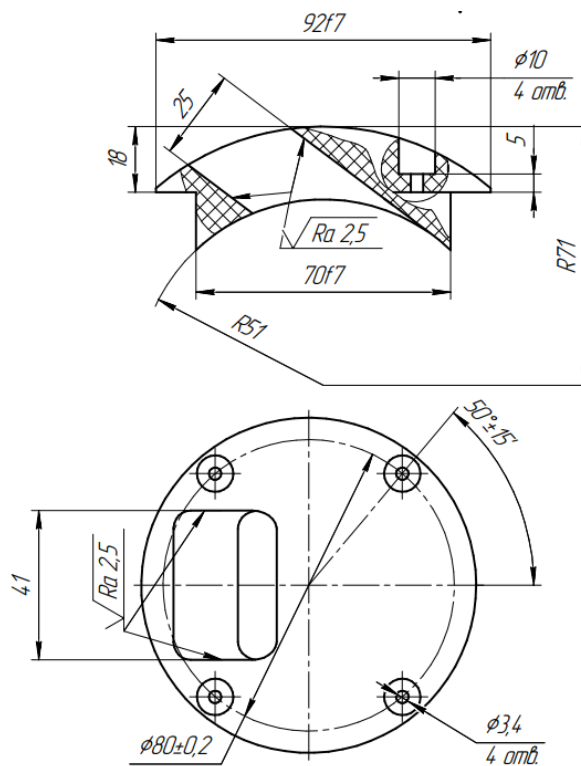


Рис.4.1 Креслення сопла

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		76

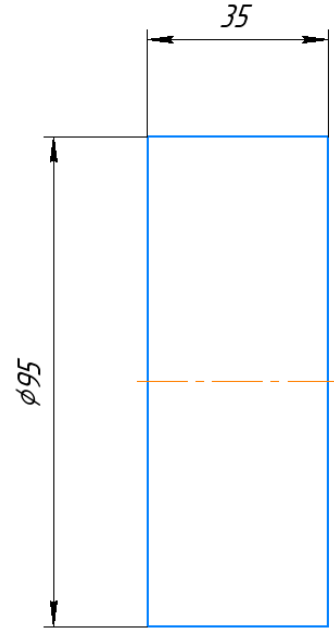
4.2 Вибір заготовок

Відповідно то технічного завдання вибираємо матеріл – органічне скло. Органічне скло добре піддається різанню з використанням стандартних ріжучих матеріалів (твердий сплав, швидкоріжуча сталь). Враховуючи розміри і матеріал деталі вибираємо заготовку прозоре органічне скло стержень 95x2000 мм

4.3 Розробка технічного процесу

При проектуванні технологічного процесу виготовлення деталі, вихідним документом є креслення цієї деталі. У креслення входять відомості, необхідні для якісного виготовлення деталі, які дають повне уявлення про її конструкцію, а також усі розрізи, перерізи, які пояснюють конфігурацію деталі. Проаналізувавши креслення валу на рис. 4.1. можна сказати, що на кресленні вказані всі розміри, необхідні для виготовлення деталі.

Таблиця 4.1 Технологічний процес

	Операція	Ескіз	Інструмент та верстат	Оснастка
1	Заготівельна, Відрізка заготовки		Відрізний верстат JET JCS-14	Універсальна

2	<p>Фрезерування з ЧПК</p> <p>Фрезерування каналу сопла,</p> <p>Радіуси скруглень R5</p>		<p>Горизонтально- фрезерный верстат HAAS ST-20</p> <p>Фреза твердосплавная сферическая R=2D4x8x50мм покрытием CNC TOOLS </p>	<p>Наклонно- поворотный стіл TRT160</p>
3	<p>Свердління з ЧПК</p> <p>Зробити глухі отвори d=3,4мм і d=10мм</p>		<p>Горизонтально- фрезерный верстат HAAS ST-20</p> <p>Фреза твердосплавная D3x7,5x50мм с покрытием CNC TOOLS</p>	<p>Універсальна</p>

4	Токарна ЧПК	3		Верстат токарний ЧПК, HAAS TL-25- ID11974 Різець токарний прямий прохідний правий SCACR 1010 K06-S, Пластина CCMT	Трьохкул ачковий патрон
5	Токарна ЧПК	3		Верстат токарний ЧПК, HAAS TL-25- ID11974 Різець токарний прямий прохідний правий SCACR 1010 K06-S, Пластина CCMT	Трьохкул ачковий патрон

При здійсненні технічного контролю деталі перевіряють діаметральні та осьові розміри, шорсткість поверхонь за допомогою еталонів, концентричність зовнішніх поверхонь відносно отвору і перпендикулярність торців до його осі.

Висновки по розділу 4

Під час роботи над даною частиною дипломної роботи були отримані фундаментальні знання в сфері технології машинобудування. Після чого було проведено розрахунок всіх необхідних параметрів а також підібрана апаратура. Також були описані всі необхідні операції по обробці деталі. За рахунок використання верстата ЧПК, з контер шпинделем зменшилась кількість операцій, а отже зменшився час на обробку деталі що значною мірою підвищує ефективність праці

					<i>ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ</i>	Арк.
						80
<i>Зм.</i>	<i>Арт.</i>	<i>№ документа</i>	<i>Підпис</i>	<i>Дата</i>		

Розділ 5. Охорона праці

У даному розділі проводиться аналіз охорони праці на робочому місці під час виконання дипломного завдання. Темою диплому є дослідження фізичного явища на експериментальному стенді, а саме когерентних вихрових структур у вихровій камері. Дане завдання вирішується в лабораторії в Інституті гідромеханіки НАН України.

У розділі буде розглянуто наступні небезпечні виробничі фактори: електробезпека, пожежна безпека, освітлення, рівень шуму. У лабораторії існує небезпека в ураженні електричним струмом та значний шум і вібрації – необхідно передбачити заходи і рішення щодо усунення цих небезпек.

5.1 Електробезпека

Обробка та аналіз даних отриманих в ході проектування проводилися у приміщенні лабораторії на ПК тому електробезпека електронно-обчислюваної техніки має відповідати вимогам ДНАОП 1.1.10-1.01-2000 «Про затвердження Правил безпечної експлуатації електроустановок».

В приміщення одночасно експлуатується і обслуговується один персональний компютер та блок вимірювальної апаратури, у доступному місці встановлюється аварійний резервний вимикач та електричний щит з запобіжником, що може повністю виключити електричний струм приміщення, крім освітлення. Заземлення електричного щита виконано із заземленою нейтраллю, а розетки кімнати виконані з захисним зануленням. Крім того, ПК в приміщенні на випадок перенавантаження електричної мережі, підключений в розетку з окремим запобіжником виключення. Для підключення іншої переносної електроапаратури використовуються гнучкі проводи в надійній ізоляції, також з додатковим запобіжником вимикання, також електропроводка від переносних приладів до джерел живлення виконується найкоротшим шляхом без заплутування проводів у приладів і меблів. Приміщення відповідає усім нормам електробезпеки за ПУЕ 2017 та є придатним та безпечним для роботи.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						81
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

5.2 Рівень шуму

Санітарно-гігієнічне нормування, контроль та вимірювання шумів здійснюється у відповідності до ДСН 3.3.6.037-99.

Порядок вимірювання рівнів звуку за допомогою шумомірів та порядок розрахунку еквівалентного рівня звуку регламентовані ДСН 3.3.6.037-99. Контроль рівня шуму на робочих місцях, згідно вимог ДСН 3.3.6.037-99 повинен здійснюватися не рідше одного разу на рік.

Основним джерелом шуму при роботі в лабораторії є робота експериментального стенду, а саме робота електродвигуна і рух газу по в стенді. Під час роботи стенду рівень звукового тиску сягає 80-100 дБ.

Нормування шуму за граничним спектром вироблено згідно ДСН 3.3.6.037-99 "Санітарні норми виробничого шуму, ультразвуку та інфразвуку". При цьому рівень граничного спектра ПС - 80. Для зниження впливу шуму на обслуговуючий персонал електродвигун вентилятора покривають в звукопоглинальним кожухом. Кожух являє собою зварену конструкцію внутрішня поверхня, якою облицьована звукопоглинальним матеріалом вібродемпфірующим покриття «Антивібрид» і звукопоглинальним покриттям «базальтове волокно». Кожух кріпиться на віброізолюючому елементі. Метало рукав всередині, якого проходить кабель для живлення електродвигуна. У місці його проході через стінки кожуха ущільнено гумовою втулкою.

Звукова ізоляція від аеродинамічного шуму здійснюється за допомогою кожухів, екранів, перегородок. Звукоізолюючі перепони відбивають звукову хвилю і тим самим перешкоджають розповсюдженню шуму, також передбачене використання засобів індивідуального захисту від шуму захисні навушники

5.3 Освітленість

Одним із суттєвих чинників виробничого середовища є світло, завдяки якому забезпечується зоровий зв'язок працівника з його оточенням. Відомо, що біля 80% усієї інформації про навколишнє середовище надходить до людини через очі – наш зоровий апарат. Правильно організоване освітлення позитивно

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		82

впливає на діяльність центральної нервової системи, знижує енерговитрати організму на виконання певної роботи, що сприяє підвищенню працездатності людини, продуктивності праці й якості продукції, а також зниженню виробничого травматизму тощо. Наприклад, збільшення освітленості від 100 до 1000 люкс при напруженій зоровій роботі приводить до підвищення продуктивності праці на 10-20%, зменшення браку на 20%, зниження кількості нещасних випадків на 30%. Вважається, що 5% травм спричиняється такою професійною хворобою як робоча міопія (короткозорість).

Залежно від джерел світла, які використовуються у виробничих приміщеннях, освітлення може бути природним, штучним та суміщеним. Природне освітлення створюється прямими сонячними променями та розсіяним світлом небосхилу. Штучне освітлення створюється електричними джерелами світла. Суміщене освітлення – це освітлення, при якому недостатнє за нормами природне освітлення доповнюється штучним. За функціональним призначенням штучне освітлення поділяється на: • робоче – створює необхідні умови для нормальної трудової діяльності людини; • чергове – має знижений рівень освітлення, оскільки його використовують лише у неробочий час, і для його реалізації допускається використовувати частину світильників інших видів освітлення

Згідно ДБН В.2.5-28:2018, в основу нормування освітлення виробничих приміщень промислових підприємств покладено залежність необхідного рівня освітлення від характеристики, розряду та підрозряду зорової роботи, що визначаються найменшим або еквівалентним розміром об'єкта розрізнення, контрастом між об'єктом розрізнення і фоном, та характеристикою фону, а також залежність від системи освітлення в робочому приміщенні (природне, суміщене, бокове, верхнє, загальне, комбіноване). Згідно ДБН В.2.5-28-2018 для виробничих приміщень визначено вісім розрядів зорової роботи.

Вибираючи штучні джерела світла, перевагу слід надавати люмінесцентним лампам як енергоекономічним. Крім того, за спектральними характеристиками

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		83

вони максимально наближаються до природного світла, що важливо при використанні суміщеного освітлення.

Для підбору правильного освітлення проведемо розрахунок задачі. У виробничому приміщенні довжиною a м, висотою h м і шириною b м виконуються роботи, при яких мінімальний розмір об'єкта, що розрізняється, становить s_o мм. Приміщення має загальну систему освітлення, освітлюється за допомогою N дволампових світильників типу ШОД, які розміщені у два ряди і в кожному з яких знаходяться люмінесцентні лампи потужністю 40 Вт. Стеля приміщення свіжопобілена $\rho_{cl} = 70\%$, стіни мають світлосірий колір $\rho_{cn} = 50\%$, підлога з дубового паркету $\rho_n = 30\%$. Висота робочої поверхні h_p становить 0,8м.

Параметри приміщення, м			Характеристика зорової роботи			Кількість світильників, N, 40 Вт	Тип ламп
a	h	b	Мінімальний розмір об'єкта розпізнавання, мм	Характеристика фону	Контраст об'єкта розпізнавання з фоном		
6	4	5	0,8	Світлий	Великий	6	ЛДЦ

Розрахунки:

розряд зорових робіт (табл. 1 ДБН В.2.5.-28-2018)	IVГ
нормоване значення освітленості на робочому місці E_n , лк.	200
світловий потік, який випромінює кожна з ламп, F_L , лм	2100
довжина ламп, мм	1200
індекс приміщення i по формулі $i = ab / (hc (a + b)) = 6 \cdot 5 / (3,2(6 + 5)) =$	0,68
Висота підвісу світильника над робочою поверхнею	3,2

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		84

$h_c = 4 - 0,8 =$	
коефіцієнт використання світлового потоку η (табл. 3)	0,32
розрахувати освітленість $E_{\phi} = F_{\text{л}} N n \eta / (S k_z z)$ $= 2100 * 6 * 2 * 0,32 / (30 * 1,5 * 1,1) =$	162
Площа приміщення $S = 6 * 5$	30
$((E_n - E_{\phi}) / E_n) * 100\% = ((200 - 162) / 200) * 100 =$	Менше норми на 9%
Висновок (задовольняє, чи не задовольняє приміщення вимогам ДБН)	Задовольняє

Фактичні рівні освітленості на робочих місцях повинні бути більше або дорівнювати нормативним рівням з урахуванням коефіцієнту запасу відповідно до вимог ДБН В.2.5-28-2018.

5.4. Пожежна безпека

У дипломній роботі передбачено проведення ряду заходів, що спрямовані на забезпечення пожежної безпеки в приміщенні.

Перелік документів за якими дотримується протипожежний захист у лабораторії:

1. ДСТУ Б В.1.1-36:2016 Визначення категорій приміщень, будинків та зовнішніх установок за вибухопожежною та пожежною небезпекою.
2. НАПБ А.01.001-2014 Правила пожежної безпеки в Україні.
3. ДБН В.1.1-7:2016 Пожежна безпека об'єктів будівництва. Загальні вимоги

Особливостями пожежної небезпеки лабораторії є:

- відсутність пожежної спецтехніки, необхідної для евакуації людей;
- значно більший необхідний час евакуації людей (велика висота будівель, велика протяжність евакуаційних шляхів);
- швидке розповсюдження диму по сходовим клітинам, ліфтовим шахтам, сміттєпроводам, вентиляційним каналам та ззовні будівлі.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		85

Основні запобіжні заходи і правила пожежної безпеки при експлуатації електричних та нагрівальних приладів, що використовуються у лабораторії, такі:

- нагрівальні прилади можна встановлювати тільки на негорючі підставки;
- забороняється залишати прилади, що включені, без нагляду;
- забороняється включати в одну розетку одночасно декілька приладів;
- необхідно спостерігати за щільністю контактів в місцях приєднання проводів приладів до вилки, клем між собою тощо;

Пожежні крани встановлені в опалювальних приміщеннях в найбільш доступних місцях, так, щоб не заважати евакуації людей, на висоті 1,35 м від рівня чистої підлоги в шафках з отворами для вентиляції, вузол водопровідного вводу обладнаний обвідний лінією з приводний засувкою, яка включається автоматично від кнопок у пожежних кранів

5.5. Висновки по розділу

У цій частині дипломної роботи було визначено потенційно небезпечні шкідливі фактори (небезпека ураженням електричним струмом, ураження шумом, пожежна небезпека), при виконанні роботи, та вказано заходи для їх зменшення, розраховано освітленість робочого яке відповідає нормам

					<i>ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ</i>	Арк.
						86
<i>Зм.</i>	<i>Арт.</i>	<i>№ документа</i>	<i>Підпис</i>	<i>Дата</i>		

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

1. На підставі аналізу існуючих конструкцій і методів організації робочих процесів камер змішування сформульована і вирішена задача розробки і дослідження раціональної, з точки зору ефективності процесів масообміну і мінімізації гідравлічного опору, компоновки конструктивних елементів експериментального зразка вихрової камери.
2. Фізичним моделюванням аеродинаміки потоку у вихровій камері модернізованої конструкції з одностороннім тангенціальним підведенням повітря без залучення додаткових завихорювачів отримано таку комбінацію двох конструктивних параметрів — осьового кута підведення газу до порожнини камери та відносної глибини її тупикової частини, яка дозволила досягти найкращих умов стабілізації профілів усередненої швидкості та підвищення інтенсивності пульсаційного руху вихідного потоку з камери практично без додаткових енергетичних затрат.
3. Розроблено повний технологічний процес виготовлення основної деталі вихрової камери — вхідного сопла з тангенціальним проточним трактом.
4. З метою запобігання небезпечних виробничих факторів при проведенні випробувань модернізованих конструкцій лабораторної установки і засобів вимірювань, а також при постановці аеродинамічного експерименту враховані спеціальні заходи з електробезпеки, пожежної безпеки, необхідних рівнів освітлення та шуму.
5. Отримані результати довели, що конструкція запропонованої вихрової камери і випробуваний метод статичного керування вихідними характеристиками потоку, можуть бути покладені в основу створення передвключених апаратів, наприклад, в комбінації з камерами згоряння енергетичних і технологічних установок.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						87
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		

ЛИТЕРАТУРА

1. Третьяков В.В., Свириденков А.А. Эффективность смешения капельно-жидкого топлива с воздухом в завихрительных фронтальных устройствах// Вестник СГАУ № 3 (19), ч.2, Самара, 2009 г., с. 162-170.

2. Майорова А.И., Третьяков В.В. "Особенности процесса смесеобразования при впрыске топлива в высокотемпературный поток воздуха". Инженерно-физический журнал, 2008 г., т.81, № 2, с. 250-258.

3.Азаров А.И. От однокамерной вихревой трубы Фултона к модульным многокамерным вихревым воздухоохладителям: развитие, промышленное использование, перспективы. Доклад-лекция//XIV школа-семинар молодых ученых и специалистов под рук. акад. РАН А.И. Леонтьева. Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках. 26-30 мая 2003г., Рыбинск. М.: - Изд. МЭИ. - 2003. - Т.2.- С.195-203.

4. Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В., Правдина М.Х., Яворский Н.И., Наблюдение крупномасштабных вихревых структур в вихревой трубке и эффект Ранка // Письма в ЖТФ. – 1997. - Том 23, № 23. - С. 84-90.

5.Азаров А.И. Промышленные вихревые трубы производство, применение, развитие - <http://www.ecoteco.ru/index.php?id=250>

6.Циклонные топки / Под общей ред. Г.Ф. Кнорре и М.А. Наджарова. – М.-Л.: ГЭИ, 1958. – 356 с.

7. Krasinsky D.V., Rychkov A.D., Salomatov V.V. Numerical Modelling of 3-D Two-phase Turbulent Flows in a Vortex Furnace of Boiler Unit // Proceedings of Int. Conf. AMCA-95. (Eds. A.S.Alexeev, N.S.Bakhvalov). – Novosibirsk. – 1995. - P. 204–211.

8. Турбулентность. Принципы и применения / Под ред. У. Фроста и Т. Моулдена; пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 535 с.

9. Coles D. The Uses of Coherent Structures / AIAA Papers.– No. 0506. – 1985. – P. 1–13;

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
						88
Зм.	Арт.	№ документа	Подпис	Дата		

10. Cantwell B., Coles D. An Experimental Study of Entrainment and Transport in the Turbulent Near Wake of a Circular Cylinder / Journal of Fluid Mechanics. – 1983. – No. 136. – P.321–374.

11. Cantwell B. Organized motion in Turbulent Flow / Ann. Rev. Fluid Mech. – 1981. – No. 13. – P.457–515.

12. Формирование турбулентности в сдвиговых течениях / Козлов Л.Ф., Цыганюк А.И., Бабенко В.В. и др. – Киев: Наукова думка, 1985. – 284 с.;

13. Бабенко В.В., Канарский М.В., Коробов В.И. Пограничный слой на эластичных пластинах. – Киев, Наукова думка, 1993. – 264 с.

14. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. – М.: Физматлит, 1994. – 448 с.;

15. Приходько А.А. Компьютерные технологии в аэрогидродинамике и тепломассообмене. – Киев, Науков думка, 2003. – 380 с.;

16. Ренормализационно групповой анализ турбулентности / Авраменко А.А., Б.И. Басок, Н.П. Дмитренко и др. – Киев, НАН Украины, Институт технической теплофизики, 2013. – 300 с.

17. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя, перев. с немецкого. – М.: Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1969 – 742 с.

18. Gretchen Baier and Michael D. Graham Two-fluid Taylor-Couette flow with countercurrent axial flow: Linear theory for immiscible liquids between corotating cylinders // Physics of Fluids. – 2000. - Vol. 12, № 2. - P. 294 - 302

19. William S. Saric Görtler vortices // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1994. - Vol. 26. - P.379-409.

20. Халатов А.А., Авраменко А.А., Шевчук И.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил: В 4-х т. — Киев: Ин-т техн. теплофизики НАН Украины, 2000. – Т.3: Закрученные потоки. — 474 с.

21. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1970. – 904 с.

22. П.Г. Фрик. Турбулентность. Подходы и модели, М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. – 292 с.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		89

23. Бетчелор Дж. Введение в динамику жидкости. — М.: Мир, 1973. — 758 с.)]
24. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1961. — 671 с
25. Гупта А., Лили Д. Сайред Н., Закрученные потоки / пер с англ. В. И. Васильева [и др.] под ред. С. Ю. Крашенинникова. — М. : Мир, 1987. — 588 с.;
26. Изучение аэродинамической структуры потока в модели вихревой топки стереоскопическим методом цифровой трассерной визуализации / И.С. Ануфриев, П.А. Куйбин, Е.Ю. Шадрин и др. // Теплофизика и аэромеханика. —2016. — №4 .— Новосибирск. — .С.645-648
27. Левин В.Б. О стабилизирующем влиянии вращения потока на турбулентность // Теплофизика высоких температур. — 1964. — 2, № 6. — С. 892-900;
28. Петриченко М.Р. Блокирующее действие вращательного движения газа на теплопередачу в камере сжатия (сгорания) // Двигателестроение. — № 4. — 1990. — С. 57-58.,
- 29.Гороховский М. А., Хлынин В.П. Расчёт динамики закрученного вихревого течения в цилиндре двигателя внутреннего сгорания в процессе сжатия // Инж.-физ. журн. — 1986. — Т. 51, № 4. — С.654—660.
- 30.Турик В.Н., Макаренко Р.А. Аэродинамика вихревой камеры с равномерным тангенциальным подводом воздуха // Сборник работ Кировоградского государственного технического университета. - Кировоград. — 2000. - Вып. 7, , 2000. — С. 38-43.
- 31.Бабенко В.В, Блохин В.А., Воскобойник А.В., Турик В.Н. Пульсации скорости в закрученной струе вихревой камеры // Акустический вестник. — 2002. - Том 5, №1. - С. 3-12.
- 32.Бабенко В.В., Турик В.Н. Статистические характеристики входной струи вихревой камеры // Вестник НТУУ «КПИ». Машиностроение. - Киев. — 2002. — Вып. 42., Т.1 — С. 44-49.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		90

33. Makarenko R. A., Turick V. N. Kinematics of Flow in a Dead End Part of a Vortex Chamber // International Journal of Fluid Mechanics Research. — 2004. — Vol.31, No.3. — P.299–306.

34. Кочин В.А., Турик В.Н. Особенности методики проведения термоанемометрического эксперимента при исследовании структуры течений в вихревой камере // Вестник НТУУ «КПИ». Машиностроение. - Киев. – 2005. – Вып.47. – С. 54-57.

35. Турик В. Н. О взаимной восприимчивости вихревых структур и управлении ими // Вестник Нац. техн. ун-та Украины “КПИ”. Машиностроение. — К., 2009. — Вып. 56. — С. 286–299.

36. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. – Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1987. – 282 с.

37. Гостинцев Ю.А. Тепломассообмен и гидравлическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1968. – Вып. №5. – С. 115-119.

38. Ю.Ф. Дресвянников, Н.С. Идиатуллин и др. Теория и техника теплофизического эксперимента: Учеб. пособие для вузов. Под ред. В.К. Щукина. – М.: Энергоатомиздат, 1985 – 360 с.

39. Анемометры. Приборы для измерения скорости движущейся среды. – <http://www.kot-divece.ru/3ur/anem.html>.

40. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. – Киев: Наук. думка, 1985. - 296 с.

41. Лабораторные работы по курсу «Турбулентность и методы ее измерения». Составители: д.т.н., проф. Эпик Э.Я., к.т.н., с.н.с. Супрун Т.Т. – Киев, НТУУ «КПИ», 2002. – 25 с.

42. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. Изд. 3-е, доп. и исправл. - Л.: „Машиностроение” (Ленингр. отд-ние), 1974. – 480с.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		91

43.В.А.Чуйко Исследование измерительного преобразователя скорости потока газа известного компонентного состава на базе импульсного термоанемометра., автореферат магистерской работы, руков. Кузнецов Д.Н.
<http://masters.donntu.edu.ua/2005/kita/chuiko/diss/index.html>

44.Прикладная аэродинамика / Под ред. Краснова Н.Ф. – М.: Высшая школа. – 1974. – 732 с

45. Чаплыгин С.А., Голубев В.В. К теории продувки цилиндров двигателей внутреннего сгорания. –Труды ЦАГИ. – вып. 175, М.–Л.: ОНТИ, 1934. – 48 с.

46. Круглов М.Г. Термодинамика и газодинамика двухтактных двигателей внутреннего сгорания (процессы газодинамики). – М.: МАШГИЗ, 1963. – 1963. – 272 с.

					ДПМА 7109.000.000.000 ПЗ	Арк.
Зм.	Арт.	№ документа	Підпис	Дата		92