

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ЗАПОРІЗЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІНЖЕНЕРНИЙ НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ  
ім. Ю.М.ПОТЕБНІ**

**КАФЕДРА ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКИ ТА ГІДРОЕНЕРГЕТИКИ**

**Кваліфікаційна робота**  
**другий магістерський**  
(рівень вищої освіти)

на тему Дослідження шляхів імпульсно-акустичного  
впливу на швидкості горіння природного газу

Виконав: студент 2 курсу, групи 8.1440-з  
спеціальності теплоенергетика

(код і назва спеціальності)

освітньої програми теплоенергетика

(код і назва освітньої програми)

спеціалізації \_\_\_\_\_

(код і назва спеціалізації)

Таратута Владислав Олександрович

(ініціали та прізвище)

Керівник д.т.н., проф. Чейлитко А.О.

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

Рецензент проф, д.т.н. Банах В.А.

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

Запоріжжя  
2021

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ЗАПОРІЗЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Кафедра теплоенергетики та гідроенергетики  
Рівень вищої освіти другий магістерський  
Спеціальність 144 Теплоенергетика  
(код та назва)  
Освітня програма Теплоенергетика  
(код та назва)  
Спеціалізація \_\_\_\_\_  
(код та назва)

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

Завідувач кафедри \_\_\_\_\_

« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2021 року

**З А В Д А Н Н Я  
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ СТУДЕНТОВІ**

Таратуті Владиславу Олександровичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

Тема роботи (проекту) Дослідження шляхів імпульсно-акустичного впливу на швидкості горіння природного газу

керівник роботи Чейлитко Андрій Олександрович, д.т.н., проф.,

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом ЗНУ від «30» червня 2021 року № 975-с

1 Строк подання студентом роботи 03 грудня 2021 р.

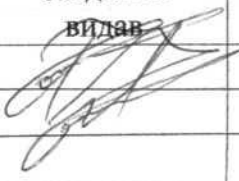

3 Вихідні дані до роботи: характеристики акустичного середовища; частота коливань.

4 Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) Розрахунок темпу охолодження і коефіцієнту тепловіддачі. Параметри ультразвукової кавітації. Приклади інтенсифікації теплообміну за допомогою ультразвуку. Ультразвук і його вплив на рідину.

5 Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень)

Ефекти, що виникають в результаті поширення ультразвуку в рідинах, Контур руху охолоджуючої рідини в каналі. Графіки залежності швидкості течії масла від розташування котушки.

#### 6 Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
1	Чейлитко А.О.		
2	Чейлитко А.О.		

7 Дата видачі завдання 05 травня 2021 р

#### КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів кваліфікаційної роботи	Строк виконання етапів роботи	Примітка
1	Ультразвук і його вплив на рідину	05.05.2021	
2	Експериментальне дослідження впливу ультразвуку на теплообмін	01.08.2021	
3	Охорона праці	05.11.2021	
4	Оформлення пояснювальної записки	01.12.2021	
5	Підготовка презентації	03.12.2021	

Студент

  
(підпис)

В.О. Таратута

(ініціали та прізвище)

Керівник роботи (проекту)

  
(підпис)


А.О. Чейлитко

(ініціали та прізвище)

**Нормоконтроль пройдено**

Нормоконтролер

(підпис)

  
(ініціали та прізвище)

С.Є. Чижов

## АНОТАЦІЯ

В.О. Таратута. Дослідження шляхів імпульсно–акустичного впливу на швидкості горіння природного газу

Кваліфікаційна випускна робота для здобуття ступеня вищої освіти магістра за спеціальністю 144 – Теплоенергетика, науковий керівник докт. техн. наук, професор Чейлитко А.О. Запорізький національний університет, Інженерний навчально-науковий інститут, кафедра теплоенергетики та гідроенергетики, 2021.

В ході дипломної роботи ознайомилися з сучасними пристроями інтенсифікації технологічних процесів ультразвуковими перетворювачами, а також поняттям «кавітація», «акустична течія». Було розглянуто приклади інтенсифікації процесів теплообміну за допомогою ультразвуку. Було проведено експеримент по опроміненню трансформаторного масла, в яке була занурена розігріта пластина. На основі отриманих даних було розраховано темп охолодження і коефіцієнт тепловіддачі, параметри ультразвукової кавітації.

Ключові слова: тепломасообмін, ультразвук, інтенсифікація, акустичні течії, ультразвукові перетворювачі.

## ABSTRACT

V.O. Taratuta. Investigation of the ways of pulse-acoustic influence on the burning rate of natural gas

Qualification final work for obtaining a master's degree in the specialty 144 - Heat Power Engineering, supervisor A.O. Cheilytko. Zaporizhia National University. Department of Heat and Hydropower, 2021.

Qualifying final work for obtaining a master's degree in the specialty 144 - Heat Power Engineering, supervisor Dr. tech. Sciences, Professor Cheilytko A.O. Zaporizhzhya National University, Engineering Educational and Scientific Institute, Department of Heat and Hydropower, 2021.

Keywords: thermal installation, ultrasound, intensification, acoustic flowers, ultrasonic converters.

## ЗМІСТ

<b>ВСТУП.....</b>	<b>4</b>
<b>1 АНАЛІЗ ІСНУЮЧИХ ТЕОРІЙ ТА МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕННЯ ІМПУЛЬСНО – АКУСТИЧНОГО ГОРІННЯ У КОТЛАХ І РАКЕТНИХ ДВИГУНАХ .....</b>	<b>6</b>
1.1 Аналіз сучасного стану питання.....	6
1.2 Проблематика існуючих теорій.....	8
1.3 Основні підходи до вивчення термоакустичних коливань.....	9
1.4 Повздовжні коливання газу в акустичних моделях камер згорання енергетичних установок .....	15
1.6 Моделювання газодинамічних і теплових процесів у робочому обсязі камерної топки .....	41
<b>2 ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТІ ПОШИРЕННЯ ПОЛУМ'Я МЕТОДОМ ТРУБОК .....</b>	<b>61</b>
2.1 Існуючий метод (за Талантовим А.В.) .....	61
2.2 Опис експерименту що проводився .....	66
2.3 Аналіз результатів експерименту.....	86
<b>ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ .....</b>	<b>88</b>

## ВСТУП

*Актуальність роботи.* Одним з перспективних способів інтенсифікації теплообміну може стати використання ультразвуку. Вплив високочастотних коливань на теплоносій призводить до активації мікротечій в середовищі і забезпечує інтенсивне перемішування навіть в пристінному шарі. Ультразвук дозволяє скоротити товщину ламінарного підшару або повністю виключити його виникнення.

*Об'єкт дослідження* – фронт полум'я природного газу.

*Предмет дослідження* – зміна аеродинамічних процесів впливу ультразвуку на фронт горіння полум'я.

*Мета роботи* – Дослідити вплив швидкості горіння при імпульсно – акустичному спалюванні природного газу.

*Задачі дослідження:*

- аналіз літературних джерел за тематикою досліджень;
- вплив імпульсів на горіння та на зміну швидкості горіння;
- вплив акустики на імпульсне горіння і зміна швидкості горіння.
- проаналізувати та узагальнити інформацію про швидкість горіння, вплив на неї різних факторів;
- дослідити швидкість горіння у прозорій трубі;
- дослідити вплив на швидкість горіння зміну кількості повітря та газу у суміші;
- порівняти результати цих експериментів;
- дослідити вплив імпульсів на швидкість горіння, та якщо має сенс змінювати кількість повітря та газу у суміші;
- порівняти результати експериментів;
- дослідити вплив акустичних коливань на швидкість імпульсного горіння;
- порівняти результати експериментів;
- зробити висновки.

*Методи та засоби дослідження.* Для вирішення поставлених у дипломній роботі завдань виконано комплексний аналіз та обґрунтовано вибір теоретичних методів, приладів, методики експериментального дослідження.

*Особистий внесок здобувача.* Теоретичні дослідження, виконані безпосередньо автором спільно із співробітниками Інженерного науково-навчального інституту Запорізького національного університету. Автору належать основні ідеї роботи, постановка завдання, обґрунтування основних припущень, теоретичні викладки та аналіз отриманих результатів і формування висновків за результатами проведених досліджень.

*Апробація роботи.* Результати роботи представлені на загальноуніверситетській конференції студентів, аспірантів, докторантів і молодих вчених «Молода наука-2021» та I Всеукраїнської науково-практичної конференції здобувачів вищої освіти, аспірантів та молодих вчених «Актуальні питання сталого науково-технічного та соціально-економічного розвитку регіонів України» 19-21 жовтня 2021 р.

Дипломна робота складається з вступу, двох розділів, висновків, списку використаних джерел. У першому розділі дипломної роботи проведено аналіз теоретичних основ, теорій та методів дослідження імпульсно – акустичного горіння у котлах і ракетних двигунах. Другий розділ дипломної роботи присвячений експериментальному дослідженню.

Пояснювальна записка містить: 99 сторінки, 22 таблиць, 7 рисунків, 51 джерело посилань.

# 1 АНАЛІЗ ІСНУЮЧИХ ТЕОРІЙ ТА МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕННЯ ІМПУЛЬСНО – АКУСТИЧНОГО ГОРІННЯ У КОТЛАХ І РАКЕТНИХ ДВИГУНАХ

## 1.1 Аналіз сучасного стану питання

Процес самозбудження акустичних коливань газу в енергетичних установках з горінням відомий з робіт Хіггінса и Релея. У літературі це явище називають також вібраційним горінням, нестійким горінням, термічним збудженням звуку, термоакустичними коливаннями, пульсаційним горінням [1].

Застосування пульсацій в технологічних і енергетичних агрегатах зазвичай пов'язане з обурюючою дією пульсацій на процес горіння палива. Мета застосування пульсацій при спалюванні палива полягає в збудженні інтенсивних коливань потоків газу, повітря і продуктів горіння, в результаті якого змінюється характер динамічної дії компонентів процесу горіння, що утворюються [2].

Вживання пульсуючого дуття при виробництві сталі в конвертерах покращує процеси шлакоутворення, і тим самим підвищує якість сталі, зменшує віднесення пилу і інтенсифікує тепловий режим плавки [3].

Вживання пульсацій відоме в котельній техніці у вигляді ударно – акустичних способів очищення поверхонь нагріву казанів від пилу. Реалізація таких способів також полягає в створенні детонації вибухової суміші. Імпульс ударної вибухової хвилі прямує в конвективні поверхні нагріву казана, що забезпечує струшування і видалення пилу [4].

У наслідку поліпшення перемішування газоповітряної суміші при пульсаційному спалюванні палива відбувається зниження недопалювання палива в порівнянні із звичайним спалюванням, зокрема, вміст моноксиду вуглецю в продуктах згорання знижується в 2-3 рази [5].

Перспективним напрямом є вживання імпульсного горіння в технології детонационного наплення твердослойних покриттів. Імпульсні



камери наплення працюють в режимі детонації сумішей ацетилену, водню або метану з киснем. Наголошується, що імпульсне наплення істотно підвищує зносостійкість покриттів в порівнянні із звичайним напленням [6].

Ефективність вживання пульсацій підтверджена також при пульсаційному спалюванні природного газу в технологіях сушки і розігрівання сталеразливних ковшів. За результатами промислового випробування системи пульсаційно – акустичного спалювання палива на постах сушки і розігрівання сталеразливочних ковшів, економія природного газу при сушці ковшів склала 8-12 %, а при розігріванні 19-26 % [7].

Вживання пульсацій також відоме при бурінні свердловин. З камери пульсаційного горіння на грунт прямують пульсуючі продукти згорання. Ударні хвилі руйнують грунт і виносять його в дисперсному стані через зазор між стінкою вихлопної труби і свердловиною, що утворюється. Ефективність вживання такого способу виявляється у високій швидкості утворення свердловини в порівнянні із звичайним бурінням [4, 6].

У процесах коагуляції аерозолів пульсації полегшують очищення газів. Причому наголошується інтенсифікуюча дія акустичних пульсацій, тобто пульсацій викликаних звуковими ефектами. При цьому фізична суть акустичної коагуляції аерозолів остаточно не з'ясована. Існує декілька теорій, пояснюючих акустичну коагуляцію. У основу їх покладені відомі акустичні або газодинамічні ефекти, загальною межею яких є визначальне значення на ефективність коагуляції концентрації аерозоля, інтенсивності і частоти пульсацій [4, 6, 8]. У нагрівальних печах і колодязях, пульсації застосовуються при спалюванні палива. В результаті пульсаційного спалювання відбувається процес перемішування газової атмосфери печі, і в наслідку цього, спостерігаються вирівнювання температурного поля в робочій печі, зменшення застійних низькотемпературних зон, скорочення часу нагріву, що приводить до економії палива і зниження втрат процесу з окалиною [9].

Акустичні пульсації позитивно виявляються також при пульсаційному спалюванні палива в технологіях сушки дисперсних середовищ. При цьому наголошується, що інтенсивність і частота акустичних коливань є визначальними чинниками для швидкості процесу сушки, проте однозначна залежність між ними не встановлена. В цілому механізм акустичний сушки остаточно не з'ясований [10].

Інтенсифікуюча дія пульсацій виявляється також при відновному випаленні рудної сировини в трубчастих печах, що обертаються. У цьому случаї використання імпульсних камер, де відбувається генерація пульсацій, дозволяє понизити енерговитрати на процес відновлення [4].

Термоакустичні коливання також виявлені при відсутності потоку повітря. Для цього в горизонтально розміщеній трубі, один отвір якої закрито, а інший відкрито, або закрито на обох кінцях, необхідно розмістити нагрівач і близько розташований до нього охолоджувач. При деякій різниці температур відбувається самозбудження звуку. Цей ефект був відкритий Зондхауссом [11].

## 1.2 Проблематика існуючих теорій

На практиці з проблемою самозбудження акустичних коливань зіткнулися при форсуванні камер згорання енергетичних установок: топок котельних агрегатів [12], газотурбінних установок [13], воздухонагрівачів доменних печей [14], газових печей [15], парогенераторів [16]. Поява коливань з великою амплітудою часто приводить до пошкоджень елементів конструкцій установок, погіршує показники роботи агрегатів в цілому.

Особливо гостро проблема вібраційного горіння стоїть при створенні ракетних і реактивних двигунів, оскільки форсування процесу горіння тут досягає високих меж. Потужні акустичні коливання, що виникають в повітряно-реактивних двигунах [21], ракетних двигунах на рідкому [22] і твердому паливі [23], викликають серйозні руйнування вузлів установки, аж

до виведення її зі строю. У рідинних ракетних двигунах коливання приводять до виникнення вібраційних навантажень, що досягають  $10^3g$  [3]. Порушується робота чутливих елементів бортових систем управління ракет, повністю або частково руйнуються елементи конструкції двигуна і корисного навантаження, з'являється нестабільність тяги, витрати палива і питомого імпульсу, величини і напрямку вектора тяги. Під впливом коливань інтенсифікується процес теплопередачі. При тангенціальних коливаннях відбувається зростання коефіцієнта тепловіддачі по всій довжині камери згорання. В цьому випадку найнебезпечнішим місцем є область критичного перетину, де максимальні теплові потоки, і з'являється небезпека прогару сопла в дозвуковій частині.

### 1.3 Основні підходи до вивчення термоакустичних коливань

Рэлей [28] першим припустив, що акустичні коливання підтримуються, якщо максимум тепла повідомляється газу, що коливається, у момент його максимального стискування. Патнэм і Денніс [29] математично обґрунтували цю гіпотезу, яка дістала назву "Критерію Рэля" і формулюється так: якщо фазове зрушення між коливаннями тиску і коливаннями швидкості теплопідводу по абсолютному значенню менше  $\pi/2$ , коливання збуджуються; якщо фазове зрушення лежить в межах від  $\pi/2$  до  $\pi$ , коливання гаснуть.

Теоретичні дослідження нестійкості горіння в рідинно ракетному двигуні, проведені В. Л. Ейнштейном [30], показали, що критерій Рэля справедливий і в цьому випадку, тільки замість швидкості теплопідводу враховується швидкість виділення газоподібних продуктів згорання.

При теоретичному аналізі автоколивань при горінні основні труднощі пов'язані зі складністю математичного опису механізмів зворотного зв'язку з урахуванням нелінійних властивостей і необхідністю вирішувати нелінійні рівняння в приватних похідних.

У лінійній постановці завдання істотно спрощується, проте проблема опису механізму зворотного зв'язку зберігається, так як рішення рівнянь, що характеризують процес горіння, навіть у лінійному наближенні, є надзвичайно складним. Введення феноменологічного запізнювання процесу горіння зіграло видатну роль в розвитку теорії вібраційного горіння. М.С. Натанзон [31, 32] першим використав поняття постійного часу запізнювання, досліджуючи низькочастотну нестійкість горіння. Л. Крокко [33] ввів в розгляд змінний час запізнювання (чутливе до коливань тиску) і на його основі розробив механізм внутрішньокамерної і високочастотної нестійкості горіння в рідинно ракетному двигуні.

Було отримано ряд результатів для зосереджених коливальних систем типу резонатора Гельмгольца і розподілених - типу циліндричної труби.

Аналіз умов збудження вібраційного горіння в пристроях типу резонатора Гельмгольца, в яких відбувається згорання газоподібного та рідкого палива, був проведений в роботах [34, 35].

При порушенні низькочастотної нестійкості горіння в рідинно ракетному двигуні [31, 36, 38, 37] коливальна система складається з пружного об'єму (камери згорання), інерційної ланки (системи подачі) і зосередженого ланки, що описує процес закінчення газу з сопла. Для такої постановки завдання необхідною умовою є несуттєвість характерних розмірів зазначених елементів по зрівнянню з довжиною хвилі порушуваних коливань. Завдання вирішується за такою методикою: з умов збереження маси і руху компонентів по трубопроводах з урахуванням постійного часу запізнювання визначають характеристичне рівняння завдання, вирішуючи яке одним з методів теорії автоматичного регулювання, визначають умови, що відповідають кордоні нестійкості.

У разі внутрішньокамерної нестійкості [36, 38] задача відрізняється від попередньої тим, що використовується модель чутливого часу запізнювання і не враховується система подачі. Загальним при вивченні вібраційного горіння в зосереджених системах є те, що вони описуються

звичайними диференціальними рівняннями і, отже, при аналізі умов збудження коливань можна використовувати математичний апарат теорії автоматичного регулювання.

У розподілених системах зміни параметрів потоку мають хвильову природу. Н.А. Аккерман [32] показав, що поздовжні акустичні коливання збуджуються в камерах згоряння за умови, коли час перетворення палива близько до часу пробігу звукової хвилі від головки до сопла і назад. Задача визначення кордону нестійкості вирішується таким чином [33, 38]. Якщо протяжність зони горіння мала в порівнянні з довжиною хвилі акустичних коливань в камері згоряння, то процес горіння зосереджений і можна звести зону горіння до площини розриву, на якій розташоване джерело маси. Використовуючи модель змінного часу запізнювання, провівши лінеаризацію рівнянь, що описують процес горіння рідкого палива, можна отримати співвідношення, що зв'язують акустичні обурення до і після площині розриву. Характеристичне рівняння завдання, що визначає умови збудження і частоту коливань, виходить після підстановки рішень хвильового рівняння в граничні умови на кінцях камери згоряння і на площині джерела.

Мерк [39], дотримуючись описаної методики, отримав співвідношення, що зв'язують акустичні збурення на площині теплопідводу. Ввівши акустичні провідності частин труби, розташованих ліворуч і праворуч від джерела, він отримав узагальнене характеристичне рівняння і проаналізував його стосовно до лабораторних системам.

Б.В. Раушенбах [40], лінеаризоване рівняння збереження маси, імпульсу і енергії, отримав співвідношення на площині підведення енергії в загальному вигляді та проілюстрував застосовність результатів своєї теорії на прикладі камер згоряння повітряно – реактивного двигуна, рідинно ракетного двигуна і ряду лабораторних установок.

В.Є. Дорошенка, С.Ф. Зайцев, В.І. Фурлет [41] при теоретичному дослідженні вібраційного горіння в модельній камері згоряння, що працює на газоподібних компонентах, застосували іншу методику. При описі коливань

вони використовували неоднорідне хвильове рівняння для звукового тиску, в правій частині якого за допомогою функції розподілу був врахован член, що характеризує швидкість тепловиділення при горінні. Автори показали, що, використовуючи метод розділення змінних, можна вирішити спочатку задачу в лінійній постановці, потім, використовуючи лінійне наближення, отримати звичайне нелінійне диференціальне рівняння для тимчасової частини функції тиску і визначити амплітуду автоколивань.

Нелінійний аналіз поздовжньої акустичної нестійкості горіння міститься також в роботах [36, 40, 42]. Поки методика вирішення таких завдань не відпрацьована до кінця, вирази, що описують нелінійні властивості процесу горіння, мають гаданий характер і не піддавалися суворому обґрунтуванню. Перспективним у плані вирішення нелінійних задач теорії вібраційного горіння є енергетичний метод, що дозволяє краще зрозуміти фізичну природу процесів, що призводять до самозбудження коливань, отримати ряд критеріїв нестійкості [29, 31, 40]. Саме енергетичний підхід був використаний для математичного обґрунтування критерію Релея, про який говорилося раніше.

Мета методу полягає в наступному. Нескінченно малі акустичні обурення в газі посилюються, якщо акустична енергія, що генерується тепловим джерелом, наприклад, процесом горіння, більше її втрат. Умова

$$A_c = A_d, \quad (1.1)$$

де  $A_c$  – акустична потужність теплового джерела;

$A_d$  – загальні втрати акустичної енергії,

відповідає межі нестійкості. Спочатку коливання швидкості тепловиділення залежать від збурень швидкості потоку або тиску прямо пропорційно. Енергія, що дорівнює різниці  $A_c - A_d$  збільшується, і коливання газу посилюються. Потім через нелінійних властивостей процесу горіння зростання амплітуди коливань швидкості тепловиділення сповільнюється. У

той же час швидко зростають втрати акустичної енергії, які викликані, наприклад, випроміненням звуку з камери згоряння і в'язкістю газу. Величини  $A_c$  і  $A_d$  зближуються, а повторне рівність одержуваної газом акустичної енергії і втрачаємою означає, що амплітуда досягла значення, відповідного сталим коливанням. Рівняння (1.1) було успішно використано для лінійного аналізу стійкості в трубі Рійке [40], установці Зондхаусса і резонаторі Гельмгольца [43], камерах згоряння рідинно ракетного двигуна [31].

Аналіз результатів експериментальних і теоретичних робіт з дослідження вимушених коливань газу в трубах [44, 45] показує, що характер поширення звукових хвиль при збільшенні їх амплітуди стає істотно нелінійним. З'являються так звані нелінійні резонанси, вперше виявлені М.А. Ільгамовим зі співробітниками, гармонійний профіль хвилі спотворюється, виникають вторинні течії всередині труби і на відкритому кінці, де пульсації тиску і швидкості потоку пов'язані нелінійним співвідношенням, посилюється турбулентність потоку. У автоколивальному режимі всі перераховані ефекти будуть впливати на втрати акустичної енергії, а отже, на амплітуду сталих коливань. Врахувавши нелінійний характер випромінювання звуку на кінцях труби, Р.Г. Галіулліна [43] отримав вирази для амплітуди сталих коливань швидкості потоку в трубі Рійке і установці Зондхаусса. Нелінійні властивості області теплопідводу не розглядалися.

Енергетичний метод застосуємо, коли відома частота коливань. При вирішенні цього завдання вважається, що потік складається з двох частин - холодної та гарячої, розділених областю теплопідводу. Розподіл температури газу має ступінчастий характер. У досить довгих камерах згоряння, а також за наявності охолоджувальних пристроїв температури газу в зоні горіння і на виході з установки істотно відрізняються один від одного. З'являється поздовжній градієнт температури гарячого газу, який при розрахунку частот коливань не враховувався.

У роботах [46, 47] досліджувалися нелінійні коливання газу в трубі, створювані поршнем при наявності градієнта температури в області теплопідводу, але при його відсутності за її межами.

В даний час продовжуються роботи з розвитку загальної теорії термоакустичних коливань [48, 49]. Аналіз результатів по вивченню ефектів Зондхаусса і Рійке, автоколивань, що виникають при горінні в установках типу труби Рійке міститься в оглядовій статті [50]. Особлива увага приділяється механізмам зворотного зв'язку, вивчення яких викликає найбільші труднощі через складність експериментального визначення залежності коливань швидкості тепловиділення при горінні від акустичних збурень.

Для рідкого палива ця задача була вирішена за допомогою фазового доплерівського аналізатора [51, 52]. Передавальна функція полум'я, що утворюється при закінченні однорідної газоподібної суміші з отвору була визначена фотометричним способом і напівемпіричним методом, який значно простіше, а результати близькі до тих, які отримані шляхом прямих вимірювань [53].

Розроблено математичну модель горіння краплі в хиткому потоці повітря [35]. Запропоновано кінематична модель коливань ламінарного фронту полум'я, визначена його передавальна функція та проведено аналіз умов самозбудження коливань в трубі, заповненої однорідної газоподібної сумішшю [54]. Вплив акустичних коливань на дифузійне полум'я, що утворюється при зустрічному русі потоків палива і окислювача, досліджено в роботі [55]. Триває вивчення гідродинамічної нестійкості плоского фронту полум'я [56, 57].



## 1.4 Поздовжні коливання газу в акустичних моделях камер згоряння енергетичних установок

### 1.4.1 Коливання газу в трубах з урахуванням поздовжнього градієнта температури

Поширення малих акустичних збурень в ідеальному ізоентропічному газі описується хвильовим рівнянням, в якому швидкість звуку постійна [58, 59], а рішення можуть бути представлені у вигляді:

$$\begin{aligned} u'(x,t) &= C \cos(k_0 x + \varphi) \exp i \omega t, \quad k_0 = \omega / c_0, \\ p'(x,t) &= -i \rho_0 c_0 C \sin(k_0 x + \varphi) \exp i \omega t, \end{aligned} \quad (1.2)$$

де  $u$  – амплітуда коливань швидкості;

$C$  – максимальна амплітуда коливань швидкості потоку;

$x$  – поздовжня координата;

$\varphi$  – кут, що залежить від граничних умов на кінцях каналу;

$i$  – уявна одиниця;

$\omega$  – кутова (циклічна) частота;

$t$  – час;

$c_0$  – швидкість звуку на вході в камеру згоряння;

$p$  – амплітуда коливань тиску;

$\rho_0$  – щільність газу на вході в камеру згоряння.

У теорії звуку широко використовується поняття акустичного імпедансу, рівного відношенню акустичного тиску до акустичної швидкості в даному перетині труби або точці звукового поля. Імпеданс є комплексною величиною, її дійсна частина обумовлена втратами акустичної енергії, уявна частина впливає на фазу звукової хвилі. Без урахування втрат граничні умови на кінцях труби звичайно записують у вигляді:

$$p'(0, t) = -i Y_0 u'(0, t), \quad p'(l, t) = i Y_l u'(l, t),$$

де  $Y$  – уявна частина імпедансу ємності.

З першої умови з урахуванням рішень (1.2) випливає:

\_\_\_\_\_

Друга умова призводить до вираження:

\_\_\_\_\_

де  $l$  – довжина труби.

Це відоме в акустиці рівняння частот коливань газу в трубі з довільними граничними умовами [58]. Наприклад, для труби, відкритої на кінцях, можна покласти \_\_\_\_\_ якщо замість реальної довжини труби узяти «ефективну» [60]:

Рішення для частот коливань має вигляд:

\_\_\_\_\_

Якщо один з кінців труби закритий, наприклад,  $u'(0, t) = 0$  тоді \_\_\_\_\_ а з рівняння частот слід:

\_\_\_\_\_

Нехай всередині труби є площина теплопідводу, яка ділить потік на холодну і гарячу частини. Газ входить в трубу, маючи температуру  $T_{1,0}$ . У деякому перетині на відстані  $x^*$  від входу температура стрибком збільшиться до  $T_{2,0}$ . Потім за рахунок тепловіддачі до стінок температура газу і швидкість звуку, яка прямо пропорційна кореню квадратному з температури, зменшуються (див. рис. 1.1). Якщо швидкість потоку велика, а труба - коротка, падіння температури можна не враховувати. Дослідження поширення звукових хвиль в трубі при стрибкоподібному зміні температури газу [34, 61] показали, що при переміщенні стрибка від входу до кінця труби частоти коливань змінюються нерівномірно. Наприклад, в трубі, відкритої на кінцях, в інтервалах значень  $x^*$  від 0 до 0,251 і від 0,51 до 1 перша з частот коливань швидко зменшується, а в діапазоні від 0,251 до 0,51 практично залишається постійною. Рівняння частот коливань має вигляд

$$- \quad \text{---}$$

де  $B$  – відношення середніх температур газу на передній і задній сторонах площині теплопідводу;

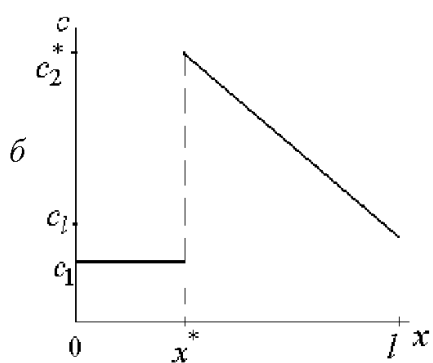
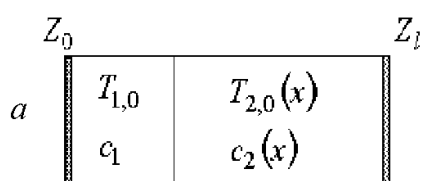
$x^*$  – відстань від входу в трубу (камеру згоряння) до площини теплопідводу.

У довгій трубі при невеликій швидкості потоку, а також за наявності повітряного або водяного охолодження стінок падіння температури буде значне, з'явиться градієнт швидкості звуку в гарячій частині потоку. Для ідеального газу при відсутності збурень теплових потоків, градієнта середнього тиску, при малих числах Маха хвильове рівняння для швидкості потоку має вигляд [62]

У загальному випадку це рівняння вирішується наближеними методами або шляхом чисельного інтегрування. Уявимо, що швидкість звуку змінюється за лінійним законом

де  $a$  – коефіцієнт в лінійному розподілі швидкості звуку;

$b$  – градієнт швидкості звуку в гарячому газі.



а – принципова схема труби

б - розподіл швидкості звуку в газі

Рисунок 1.1 - Принципова схема труби

Рішення шукається у вигляді  
у вираз (1.5) отримаємо рівняння

Після підстановки

\_\_\_\_\_

де  $F_u$  – функція, що враховує акустичні властивості вхідного пристрою і об'єм камери згоряння.

Введемо нову змінну [63]

\_\_\_\_\_

Після перетворення рівняння (1.7) приймає вигляд

\_\_\_\_\_

Рішення шукається у вигляді  
 $\alpha'$ , отримаємо:

Визначаючи значення

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

де - функція, що враховує акустичні властивості вхідного пристрою і об'єм камери згоряння протягом газу до площини теплопідводу в перетині  $x = x^*$ ;

- функція, що враховує акустичні властивості вхідного пристрою і об'єм камери згоряння протягом газу після площині теплопідводу в перетині  $x = x^*$ ;

$\beta = [1 - (b/(2\omega))^2]^{1/2}$  – параметр в рішенні рівняння.

Повертаючись до початкової змінної, вважаючи  
маємо

— — —

Для розподілу (1.6)

— — —

Якщо градієнт швидкості звуку відсутній, для акустичної швидкості повинен бути вираз типу (1.2)

—

При  $b=0$ ,  $\beta=1$ , щоб зі співвідношення (1.8) отримати (1.9), необхідно покласти  $\text{const} = (1/b)\ln a$ . Вважаючи  $c_2(x)=a=c_2^*$ , переходячи до межі при  $b \rightarrow 0$ , розкриваючи невизначеність типу  $0/0$ , отримаємо

— — — —

що доводить правильність вибору постійної.

Остаточне вираз для збурень швидкості потоку приймає вигляд

— — —

Акустичний тиск можна визначити з лінеаризованого рівняння безперервності [62]

Вираз для збурень тиску має вигляд

На вході в трубу справедливе співвідношення

де  $Y_0$  - уявна частина імпедансу в перетині  $x=0$ ; вирази для акустичних збуджень в холодному газі описуються виразом (1.2) з урахуванням відповідного індексу. З цього граничного умови слід

На кінці труби виконується гранична умова

І з урахуванням формул (1.11), (1.12) маємо

Умови, що зв'язують акустичні обурення до і після стрибка температури, мають вигляд [61]:

З них випливає

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---}$$

Це рівняння дозволяє обчислити частоти поздовжніх коливань газу в трубі з будь-якими граничними умовами.

Для труби, відкритої на кінцях, замінюючи реальну довжину труби ефективною, вважаючи  $Y_0=0=Y_1$ , отримаємо:

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---}$$

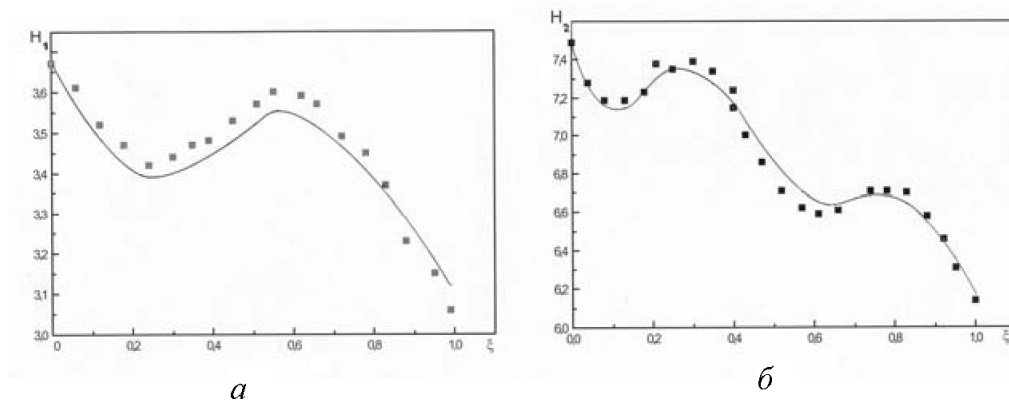
Якщо в рівностях (1.14), (1.15) покласти  $b=0$ ,  $\beta = 1$ , розкрити невизначеності, отримаємо , а рівняння частот співпаде з виразом (1.4), в якому з урахуванням кінцевих поправок необхідно замінити реальну довжину труби на ефективну.

Були проведені вимірювання власних частот акустичних коливань газу в трубі, відкритої на кінцях, довжиною 0,91 м з внутрішнім діаметром 0,036 м [64]. Коливання порушувалися за допомогою генератора звукових сигналів і електродинамічного гучномовця, а реєструвалися акустичним зондом і відповідною апаратурою. Власні частоти визначалися резонансним методом. На осі труби розташовувалося пропано-повітряне полум'я, що



утворюється на кінці газоподаючої трубки довжиною 3 м з внутрішнім діаметром 0,005 м.

На рисунку 1.2 наведені експериментальні та теоретичні дані для двох перших власних частот за умови  $a = 497$  м/с,  $b = 165$  с<sup>-1</sup>. Ці значення були визначені за результатами вимірювань розподілу уздовж труби середньої по перетину температури газу.



а – перша власна частота

б - друга власна частота

Рисунок 1.2 - Залежності частоти коливань від положення стрибка температури в трубі: — ; лінія - теорія, точки – експеримент

Досвідчені дані і результати розрахунку кількісно узгоджуються. При зміні положення стрибка від входу до виходу з труби частота коливань змінюється монотонно: ділянки, де відбувається зменшення частоти, чергуються з інтервалами, в яких вона змінюється протилежним чином. На кривих з'являються мінімуми і максимуми, які відсутні, якщо є стрибок температури, але градієнт швидкості звуку в гарячому газі відсутній.

#### 1.4.2 Установка типу ємність – труба, резонатор Гельмгольца

На практиці широке поширення набуло пристрій, який можна представити принциповою схемою, що включає камеру згоряння (топковий об'єм), трубу для відводу продуктів згоряння, вхідний пристрій для підведення горючих компонентів роздільно або у вигляді суміші. При горінні кускового твердого палива в цьому місці відбувається надходження повітря. Газ входить в топковий обсяг через отвори загальною площею  $S_0$ .

Імпеданс вхідного пристрою  $Z_{0,0}$  залежить від акустичних властивостей системи подачі (див. рис. 1.3).

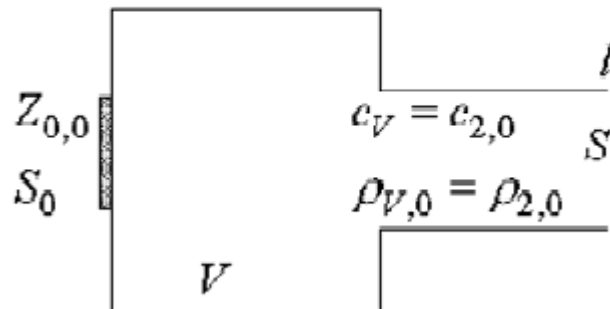


Рисунок 1.3 - Акустична модель ємність – труба

Топковий обсяг має властивості акустичної ємності, якщо його поперечний розмір набагато більше діаметру труби, а поздовжній набагато менше довжини хвилі. У цьому випадку рухом газу в ємності можна знехтувати і вважати, що зміни тиску у всіх точках ємності відбуваються однаково

де  $p_0$  - акустичний тиск на вході в ємність,  $p_1$  - в ємності,  $p_2$  - на вході в трубу.

Лінеаризоване рівняння збереження маси для газу в ємності має вигляд

$$\frac{dV}{dt} + S_0 \frac{d\eta}{dt} = 0$$

де  $V$  – об'єм камери згоряння;

$S_0$  – площа поперечного перерізу каналу.

Для гармонійних коливань  $\eta = \eta_0 \cos(\omega t)$ . Після поділу на  $\cos(\omega t)$  з урахуванням (1.16) отримаємо

$$-V\omega \sin(\omega t) + S_0 \omega \eta_0 \sin(\omega t) = 0$$

На вході в трубу температура газу така ж, як в ємності, потім через охолоджуючого дії стінок вона знижується. Використовуємо висловлювання для акустичних збурень (1.11), (1.12), отримані для лінійного розподілу швидкості звуку. На вході в трубу, вважаючи  $x = 0$ , отримаємо:

$$p = p_0 + p_1 \cos(\omega t - kx)$$

На вході в ємність  $x = 0$ , де  $Z$  – уявна частина імпедансу вхідного пристрою. З урахуванням зроблених зауважень вираз (1.17) після деяких перетворень набуває вигляду

$$p = p_0 + p_1 \cos(\omega t - kx)$$

де

— — — — —

Рівняння (1.18) дозволяє розрахувати частоти коливань газу при будь-яких умовах на вході і виході пристрою розглянутого типу.

При відсутності градієнта температури газу в трубі, відкритої на виході, . Якщо вхідний пристрій має велике акустичний опір,

. Вважаючи в виразі (1.18)  $b = 0$ ,  $\beta = 1$ , отримаємо відоме рівняння частот коливань однорідного газу в трубі з ємністю [58]

— —

Якщо довжина труби мала в порівнянні з довжиною хвилі, , виходить пристрій, який називають резонатором Гельмгольца. У цьому випадку, замінюючи тангенс аргументом, отримаємо відому формулу [28, 58]:

Вісь  $y_0$  спрямована проти потоку, так що граничні умови мають вигляд:

Тоді . Тому що по визначенню , то

де  $Z_{0,0} = -\rho_0' / u_0'$  – імпеданс вхідного пристрою.

Нехай горюча суміш надходить у топковий обсяг з невеликої змішувальної камери через ряд однакових отворів, глибина яких набагато менше довжини хвилі, так що газ в них коливається як тверде тіло. Використовуємо лінеаризоване рівняння руху газу в отворі

— —

Для гармонійних коливань інтегрування цього рівняння по довжині отвору дає

Лінеаризоване рівняння збереження маси має вигляд

—

Збурення щільності і тиску в камері змішувача пов'язані відомим в лінійній акустиці співвідношенням тоді

—————

Поділивши рівняння (1.21) на , отримаємо

— — —

Якщо повітря надходить в камеру згоряння через отвори з атмосфери, то  $\dots$ , а вираз (1.22) дає  $\dots$ , що є окремим випадком короткого патрубка довжиною  $\dots$ , площа поперечного перерізу якого дорівнює площі всіх отворів. У загальному випадку рівняння (1.18) може бути вирішено тільки чисельними методами. Аналітичне вираження виходить для пристрою типу резонатора Гельмгольца. Для короткого вхідного патрубку або отворів

— — —

Якщо довжина труби (горла резонатора) мала настільки, що можна знехтувати градієнтом температури, то  $\dots$  Тоді з рівняння (1.18) виходить формула

— — —

Порівняння з виразом (1.20) для звичайного резонатора Гельмгольца, що складається з ємності і горла, показує, що наявність патрубку або вхідних отворів підвищує частоту коливань.

### 1.4.3 Втрати акустичної енергії

Однією з причин поглинання звуку є в'язкість і теплопровідність газу в пристеночном прикордонному шарі. Потік акустичної енергії, що передається ядром потоку прикордонному шару [65]

де дужки означають усереднення за період коливань.

Для циліндричної труби . На зовнішній границі прикордонного шару , тоді вираз (1.23) приймає вигляд

Скористаємося рішенням Ротта [65] для поперечної компоненти акустичної швидкості

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

де  $Pr$  – число Прандтля.

У ядрі потоку газ можна вважати ідеальним, тоді з лінеаризованого рівняння Ейлера випливає

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

Якщо стінки труби мають високу теплопровідність,  $p=1$ . З урахуванням зроблених зауважень, після підстановки виразу для  $v$  в (1.24) і інтегрування виходить

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = -\frac{2T_0}{\lambda^2} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)$$

Нехай в перетині труби  $x^*$  відбувається стрибкоподібне збільшення температури газу, після чого вона змінюється за законом  $T_{2,0}(x)$ . Для газів

Вираз (1.25) приймає вигляд

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = -\frac{2T_0}{\lambda^2} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) + \frac{2T_0}{\lambda^2} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)$$

Якщо температура гарячого газу постійна, вираз для потоку акустичної енергії, що поглинається в прикордонному шарі, спрощується

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = -\frac{2T_0}{\lambda^2} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)$$



В якості прикладу розглянемо трубу, закриту на вході і відкриту на виході. У цьому випадку  $\theta = 0$ , тоді  $\theta = \pi$  - і

$$= C_1 \cos(\theta), \text{ де } C_1 - \text{дійсна величина.}$$

Друга гранична умова  $\theta = \pi$ , отже,

Після підстановки  $\theta = \pi$  у вираз (1.26) та інтегрування виходить

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\theta) d\theta = \frac{1}{\pi} [\sin(\theta)]_0^\pi = \frac{1}{\pi} (\sin(\pi) - \sin(0)) = 0$$

Для труби, відкритої на обох кінцях,

У цьому випадку вийде вираз, який майже збігається з (1.28). Відмінність полягає в тому, що член, що містить  $\cos(\theta)$ , матиме позитивний знак. Нехай труба заповнена холодним газом,  $\chi^* = 1$ . Якщо знехтувати членом, що містить  $1 - \chi^*$ , отримаємо

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\theta) d\theta = \frac{1}{\pi} [\sin(\theta)]_0^\pi = \frac{1}{\pi} (\sin(\pi) - \sin(0)) = 0$$

Для труби, закритої на вході і відкритою на виході, членом, що містить синус, можна знехтувати, і виходить відома формула для труби, заповненої однорідним газом [66]

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\theta) d\theta = \frac{1}{\pi} [\sin(\theta)]_0^\pi = \frac{1}{\pi} (\sin(\pi) - \sin(0)) = 0$$

Якщо труба закрита на кінцях,  $\rho_1 = \rho_2$ , і виходить такий самий вираз.

Нехай стрибок температури розташований на вході, тобто труба заповнена гарячим газом з температурою  $T_{2,0}$ . Вважаючи  $x^* = 0$ , з урахуванням зазначених залежностей щільності і в'язкості газу від температури, нехтуючи різницею величин  $\rho_1$  і  $\rho_2$  для холодного і гарячого газів, неважко отримати формулу, збіжну з (1.28) після заміни індексу 1 на 2.

З виразу (1.29) слід  $\alpha = \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} + \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)$ . Для розглянутих випадків  $\alpha \approx 1$ . Так як  $\alpha \approx 1$ , виявляється, що при однаковій амплітуді коливань швидкості потоку поглинання звуку в трубі постійних розмірів не залежить від температури заповнюючого її газу. Якщо температура змінюється вздовж труби, але досить повільно, у виразі (1.26) член, що містить  $\alpha$ , буде малий у порівнянні з іншими. Тоді наближено можна вважати, що поглинання звуку в гарячому газі з малим градієнтом температури таке ж, як і при постійній температурі. Потік поглинається акустичної енергії може бути обчислений за спрощеною формулою (1.29).

Іншою причиною, що приводить до втрат акустичної енергії, є випромінювання звуку на кінцях труби. Потік енергії, виходить з труби, визначається виразом

Збурення тиску і швидкості на кінці труби пов'язані співвідношенням  $\frac{p}{\rho c} = v$ . Для труби, відкритої на кінці, дійсна частина імпедансу дорівнює [67]

\_\_\_\_\_

де  $u_1$  - амплітуда коливань швидкості потоку на відкритому кінці труби.  
Вираз (1.28) для втрат акустичної енергії на відкритому кінці труби після інтегрування приймає вигляд

\_\_\_\_\_

з урахуванням зроблених зауважень і того, що

### 1.5 Аналіз математичної моделі

Зміна структури турбулентного факела і характеру горіння пов'язано з резонансним ефектом, тобто коли частота власних акустичних коливань в середовищі факела збігається з частотою зовнішніх акустичних пульсацій. Акустичні коливання в середовищі факела пов'язані в свою чергу з вигоранням палива в обсязі вихорів, тому згорання вихорів супроводжується звуковим ефектом зі спектром частот і амплітуд, що залежать від їх розмірів. При цьому діапазон частот звукового ефекту, Гц, може обчислюватися по формулі

$$\text{—} \tag{1.32}$$

де  $U_\phi$  - швидкість просування фронту горіння в газоповітряної суміші,  
м/с;

– еквівалентний діаметр вихрю.

Обчислення за формулою (1.32) дозволяють визначити можливий діапазон частот амплітудно-частотної характеристики факела, на якому проявляється звуковий ефект від згоряння вихорів різних розмірів.

Таким чином, використання концепції утворення вихорів в турбулентному факелі при математичному моделюванні процесу вигорання газоподібного палива цілком обґрунтовано. Можливість застосування такої концепції підтверджується в роботах [23]. Так, наприклад, в роботі [23] опис процесу вигорання газоподібного палива в обсязі турбулентного факела зроблено на основі поділу трубок струму на відрізки по довжині. Дискретизація трубок струму на діаметри вихорів може виявитися конструктивним підходом для вирішення завдання акустичного впливу на турбулентний факел.

У зв'язку з цим в даній роботі моделювання процесу вигорання газоподібного палива в обсязі турбулентного факела виконано шляхом поділу факела на лінійні відрізки, що відповідають розмірам вихорів, і опис процесу вигорання в обсягах цих відрізків. У цьому випадку результати математичного моделювання дозволяють рекомендувати оптимальні розміри вихорів для найбільш ефективного акустичного впливу на процес горіння.

На рисунку 1.4 представлена розрахункова схема для моделювання процесу вигорання газоподібного палива, розроблена відповідно до прийнятих фізичними уявленнями про утворення вихорів в турбулентному факелі.

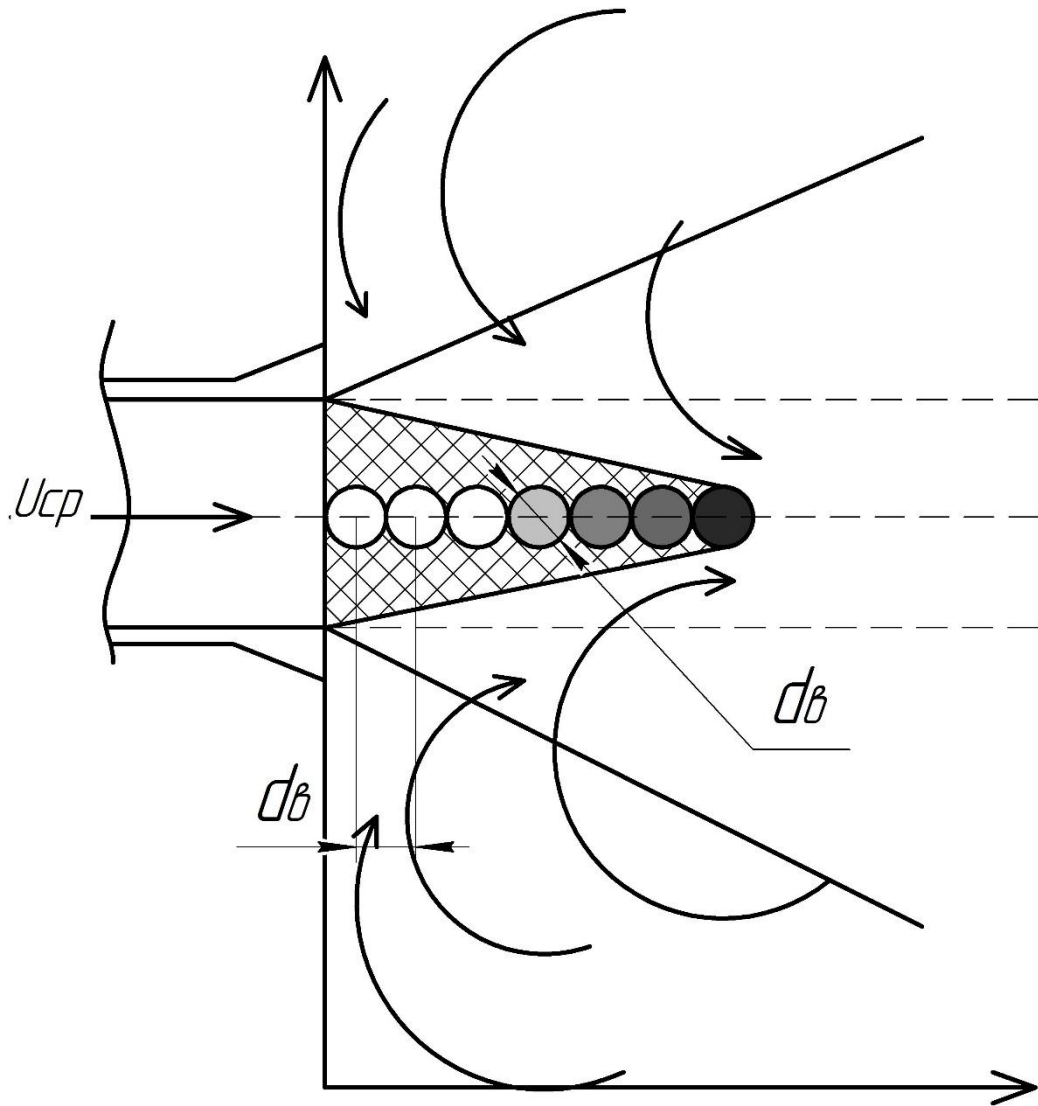


Рисунок 1.4 - Схема вигорання газоподібного палива

Швидкість одиночного вихору в потоці в'язкої рідини визначається виразом [25]

$$U = \frac{\Gamma}{2\pi r} - \frac{\tau}{\rho} \frac{d\Gamma}{dr}, \quad (1.33)$$

де  $\Gamma$  - циркуляція вихору  $\text{м}^2/\text{с}$ ;

$\tau$  – час присутності вихору у потоці, с;

$\nu$  – кинематичний коефіцієнт в'язкості,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

Беручи до уваги, що периферійна швидкість вихору дорівнює швидкості потоку [26], вираз для циркуляції вихору визначається добутком

$$\dots, \tag{1.34}$$

де  $U_{\text{cp}}$  - середня швидкість потоку, м / с.

Відповідно вираз (1.33) приймає вигляд

$$\dots \tag{1.35}$$

У загальному випадку рівняння теплообміну для турбулентного потоку газоповітряної суміші з урахуванням виділення теплоти в процесі горіння має вигляд

$$\dots$$

де  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $T$ ,  $u$  - щільність (кг/м<sup>3</sup>), теплоємність (кДж/кг-К), температура (К) і швидкість (м/с) газоповітряної суміші;

$\lambda$  - коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м\*К);

$q_v$  - потужність джерела тепловиділення в процесі горіння, Вт/м<sup>3</sup>;

$U^0$ ,  $T^0$  - масштаб турбулентної пульсації швидкості (м/с) і температури (К).

У конкретних умовах для вихору турбулентного потоку рівняння (1.36) спрощується, а джерело теплоти виражається тепловим випромінюванням від суміжних горищ вихорів потоку. У результаті вираз (1.36) для мікровихря набуває вигляду







вигорання вихору представляється нескінченно великою величиною по відношенню до часу розпаду, тобто  $\tau \rightarrow \infty$ . При вирішенні рівняння (1.46) в масштабі часу розпаду вихору, динаміка вигорання вихору характеризується експонентою з  $\tau \rightarrow \infty$  в показнику ступеня, що спрощує рівняння руху

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} . \quad (1.47)$$

Практично без похибки для результатів рішення в рівнянні (1.47) швидкість в першому ступені замінюється значенням середньої швидкості потоку ( $u_{cp}$ )

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (1.48)$$

Після скорочення на  $u_{cp}$  рівняння спрощується

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} . \quad (1.49)$$

Вираз для визначення кінематичного коефіцієнта в'язкості ( $U$ ) в рівнянні (1.49) з урахуванням лінійного масштабу пульсацій ( $L^*$ ) і пульсацій швидкості ( $u^*$ ) в поперечному напрямку ( $y$ ) по відношенню до напрямку руху потоку ( $x$ ), представляється в наступному вигляді [25]

$$\text{---} \quad (1.50)$$

Для даного рішення при  $L^* = d_B/2$  і  $du^*/dy = u_{\phi}/(d_B/2)$  вираз (1.50) приймає вигляд

$$\text{---} \quad (1.51)$$

Після підстановки в рівняння (1.49) вирази для коефіцієнта кінематичної в'язкості (1.51) рівняння руху представляється в наступному вигляді

$$\text{---} \quad (1.52)$$

Рішення рівняння (1.52) після інтегрування приймає вигляд

$$\text{---} \quad (1.53)$$

Підстановка рішення (1.53) в рівняння нерозривності

$$\text{---} \quad (1.54)$$

дає наступний вигляд рівняння

$$\text{---} \quad (1.55)$$

Після підстановки похідною  $\delta\rho/\delta\tau=(\delta\rho/\delta x)*(\delta x/\delta\tau)=(\delta\rho/\delta x)u_\phi$  рівняння (1.55) приймає вигляд

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) = \dots \quad (1.56)$$

Розділивши обидві частини рівняння (1.56) на  $\delta\rho/\delta x$  отримаємо

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) = \dots \quad (1.57)$$

Рішення рівняння (1.57) представляється у вигляді зміни щільності горючого газу в факелі  $\rho = \rho_0 * e^{-\chi x}$ , що аналогічно, при фіксованому обсязі факела, зміни концентрації газу в процесі вигорання  $C = C_0 * e^{-\chi x}$ .

Причому значення  $\chi$  визначається з рівняння (1.57)

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) = \dots \quad (1.58)$$

## 1.6 Моделювання газодинамічних і теплових процесів у робочому обсязі камерної топки

Математичне моделювання процесів в топці парового котла представляє певну складність внаслідок різноманіття процесів і неоднозначності взаємозв'язків між ними, що вимагає обґрунтованого абстрагування. В даному випадку завдання ускладнюються також необхідністю врахування впливу на процеси, що відбуваються в топці,

акустичних пульсацій. У відомих роботах [32-38] вплив акустичних пульсацій на процес горіння палива досліджували виключно експериментальним шляхом у вузькому інтервалі турбулентної газового струменя факела при параметрах процесу, що відносяться тільки лише до умов поставлених експериментів, що не дозволяє переносити їх результати безпосередньо на великомасштабний об'єкт.

У топці парового котла крім впливу акустичних пульсацій на найбільш активну частину факела слід враховувати також наслідок їхнього впливу на інші ділянки обсягу топки, де порівняно з факелом істотно змінюється теплова та газодинамічна картина процесів.

При звичайній експлуатації котла не представляється можливим виконання більш ретельних вимірювань температур в топці, необхідних для повноти оцінки впливу акустичних пульсацій, що може бути компенсовано математичним моделюванням процесів в топці. Безпосереднє застосування відомих математичних моделей [8] не представляється можливим.

#### 1.6.1 Рішення завдання математичного моделювання

У зв'язку з проведенням випробувань системи пульсаційне-акустичного спалювання палива в топці парового котла, про методику проведення яких буде говоритися нижче, об'єктом математичного моделювання буде топка парового котла. Розрахункова схема топки котла, що характеризує її конфігурацію, розміщення пальників, місце розташування вихідного газоходу і конструктивні розміри топки, представлена на рисунку 1.5.



залежностям, з результатами експериментальних досліджень турбулентної газового струменя, проведеними Рейхардта показали достатню їх адекватність [68]. Використання тієї чи іншої залежності обгрунтовано в відомих літературних джерелах лише приватних випадках і припускає, як допущення, наявність кордону струменя факела. За інших рівних умов найбільше застосування при дослідженні характеристик турбулентних струменів отримали залежності Шлихтинга [68]. Допущенням при моделюванні газодинамічного завдання було припущення про ізотермічних умовах в котельній камері котла, з введенням поправки на неізотермічних. що не суперечить [69].

Профілі швидкості струменя газу безпосередньо перед пальниками, виражаються рівнянням Шлихтинга, при прийнятому допущенні про межі факела [68]

---

де  $u_0$  — початкова швидкість потоку газоповітряної суміші на зрізі пальника;

$u_H$  - швидкість спутного потоку, який в даному котлі відсутня;

$u_{ш}$  - швидкість газу в перерізі струменя відповідно до профілю Шлихтинга;

$n$  - безрозмірна координата.

Безрозмірна координата визначається відношенням

---

де  $r$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $\Delta r$  — відповідно поточна координата в перетині, радіус потенційного ядра, радіус зовнішньої межі і ширина прикордонного шару осесиметричного струменя.

Рішення рівняння (1.59) щодо  $u_{ш}$  з урахуванням (1.60) приймає вигляд

---

Значення швидкості  $u_{ш}$  у виразі (1.61) визначається:

- для потенційного ядра струменя

- для прикордонного шару струменя

---

де  $r_r$  - радіус вихідного перетину пальника.

Значення  $r_1$  і  $r_2$  визначається виразами:

де  $a_1$  і  $a_2$  - коефіцієнти, що визначають розташування меж зонами змішування;

$\beta$  - кутовий коефіцієнт розширення початкової ділянки осесимметричного струменя.

Значення коефіцієнтів  $a_1$ ,  $a_2$  та  $\beta$  можна прийняти відповідно до даних роботи [20, 68]:  $a_1 = 0,416$ ,  $a_2 = 0,584$  и  $\beta = 0,27$ .

Струминний плин газу далеко від пальника деформовано внаслідок витікання газу в потенційну область течії. Тут струмінь відчуває гальмування, причому початок гальмування потоку збігається з завершенням зони активного горіння палива і відстоїть від зрізу пальника на відстані  $2,5 \cdot r_T$  [53], а закінчення загальмованого струменевої течії збігається зі входом газу в потенційну область течії.

Деформація профілю швидкості при переході від струменевої течії газу в потенційне відбувається за експоненціальним законом, а швидкість газу відповідно до цього визначається виразом, отриманим в результаті рішення рівнянь Ейлера методом власних функцій

—

де  $\gamma_k$  - коефіцієнт члена ряду  $k$ .

Розміри частини топки з потенційним рухом газу, яка розташовується між струменевим плинном газу і протилежним від пальників екраном топки визначаються з таких міркувань.

Відстань між пальниками і протилежним від пальників екраном топки представляється сумою

де  $X_c$  і  $X_n$  - розміри струминного і потенційного течій газу по глибині топки  $B$ .

Причому підставу області потенційного течії газу  $X_n$  дорівнює діаметру струменя газу  $D_c$  на вході в область потенційного течії і у відповідності з рівнянням (1.67) визначається виразом



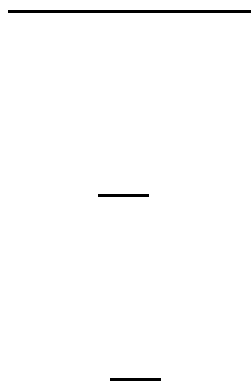
Значення  $X_c$  та  $X_n$  визначаються шляхом спільного вирішення рівнянь (1.67) і (1.68):



Таким чином, область потенційного течії газу в топці представляється у вигляді паралелепіпеда, обмеженого праворуч задньою стінкою екрану топки, ліворуч - уявної вертикальної площиною паралельної стінці екрану, знизу і зверху - підставою і стельовою частиною топки. Вхідні отвори для газу в область потенційного течії дорівнюють діаметрам струменів газу на вході в цю область  $D_{c1}$ , і  $D_{c2}$ , відповідно для першої та другої пальників, а вихідний отвір відповідає вихідного газоходу топки (див. рис.1.5).

Для газодинамічного завдання в галузі потенційного течії газу використаний підхід до вирішення, наведений у роботі [71].

Граничні умови для рішення рівняння Лапласа, відповідного області потенційного течії газу в топці, слідує з умови сталості витрати газу на вході і виході газу в потенційну область течії:



—

—

де  $w_x, w_y, w_z$  — проекції вектора швидкості на відповідні осі прямокутних координат;

$\phi$  - потенціал швидкості;

$S_1$  і  $S_2$  — площі поверхонь перетину розчину струменів від пальників 1 і 2 з умовною площиною потенційного течії;

$S_3$  - площа поверхні вихідного газоходу;

$\Gamma$  - довільна точка в площині поверхонь  $S_1, S_2$  і  $S_3$ ;

$u_B$  - швидкість газу у вихідному газоході;

$(L_1 - L_2)$  і  $(H_1 - H_2)$  - розміри вихідного газоходу.

Рішення рівняння Лапласа методом власних функцій після розділення змінних зводиться до вирішення трьох звичайних диференціальних рівнянь, які можна записати у вигляді добутку

Власні функції для розглянутої задачі мають такий вигляд:

де  $p_n, \mu_k, \lambda_{nk}$  - власні числа, що визначаються виразами:

—

—

————

тут  $k$  і  $n$ - індекси підсумовування членів ряду.

У [72] наведено

—

—

—

Для отримання коефіцієнтів ряду рівняння (1.85) використано властивість ортогональності власних функцій

—

—

При множенні обох частин рівності на  $\cos p_n y \cos \mu_k z$  і після інтегрування по площині  $y$  о  $z$  з урахуванням  $i$

отримано співвідношення при  $n=1,2,3,\dots$ ,  $k=1,2,3,\dots$

— —

При двох поверхнях входу газу в область потенційного течії  $F_{nk}$  визначається інтеграцією

Аналогічно отримано співвідношення для  $A_{0n}$  і  $B_{0n}$  шляхом множення рівності (1.89) на  $\cos p_n u$ , а для  $C_{0k}$  і  $D_{0k}$  шляхом множення цієї рівності на  $\cos \mu_k z$ , подальшим інтегруванням отриманих виразів по площині у о z:  
 $A_{0n} - B_{0n} = E_n$ ,  $C_{0k} - D_{0k} = H$ , де

Значення площ  $S_1$  і  $S_2$ , необхідні для інтегрування рівнянь (1.90) і (1.91) визначаються рівняннями кіл  $R_{C1}$  и  $R_{C2}$ :



Вирази для обчислення коефіцієнтів ряду в рівнянні (1.89) отримані шляхом вирішення систем рівнянь, складених з вищенаведених співвідношень. Наприклад, в результаті рішення системи

отримано вирази:



\_\_\_\_\_

Аналогічно отримано вирази і для обчислення інших коефіцієнтів ряду в рівнянні (1.84):

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

У тій же послідовності і з використанням тих же прийомів отримані співвідношення для коефіцієнтів ряду в рівнянні (1.85):

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

---

Середня швидкість газу по перетину топки котла визначається виразом

---

а вхідна і вихідна швидкості газового потоку пов'язані між собою співвідношенням

---

Таким чином, у [72] наведено послідовні обчислення за формулами які визначають поле швидкостей газового потоку в області потенційного течії газу.

Епюри швидкостей по осі  $x$  у вертикальній площині перетину топки, що збігається з віссю пальника 1 (див. рис. 1.5), представлені на рисунку 1.6.

Значення швидкостей газу в топці використані для вирішення теплової задачі.

Складність розрахунку теплової задачі полягає у спільному розгляді процесів теплообміну випромінюванням і конвекцією в топочному обсязі котла. Крім того, відсутність достатньо повних відомостей по хімічній кінетиці процесу в топкових камерах також ускладнює розрахунки задачі теплообміну в топці. Спільне розгляд перерахованих процесів можливий тільки при обґрунтованих допущеннях, основні положення яких полягають у наступному [69, 73].

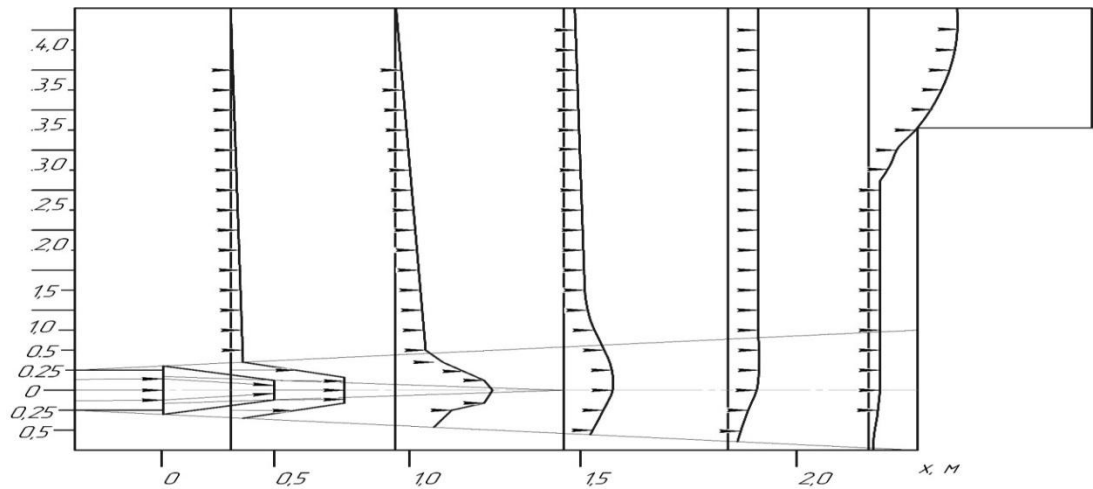


Рис. 1.6 Епюри швидкостей газу у топці котла

При вирішенні теплової задачі в топці котла, як допущення, було висунуто припущення про відповідність величин теплового напруги обсягу факела і топкового обсягу котла в цілому. У цьому випадку тиск в палаючій струмені факела приймається постійним. Правомірність такого допущення підтверджується при розгляді топкового обсягу казана у вигляді замкнутої системи з незмінними геометричними розмірами, яка обмежена обсягом факела. При цьому теплообмін випромінюванням в обсязі факела враховується шляхом включення в систему рівнянь конвективного теплообміну емпіричного співвідношення  $\delta = f(T)$  [46], що характеризує прискорення фронту горіння при збільшенні температури у факелі, що ні суперечить при розгляді завдання горіння зі швидкістю хімічної реакції другого порядку даними [69, 73].

У результаті вжитих припущень, які виключили другорядні складові рівняння (1.5) (див. Розділ 1.2), і подальшого диференціювання, рівняння (1.5) приймає вигляд



Потужність джерела тепловиділення пропорційна константі швидкості реакції горіння, та з урахуванням ітерацій при чисельному методі рішення задачі може бути представлена в наступному вигляді

—

де  $k_0$  - модифікована константа швидкості реакції, яка для даної задачі представляється змінним множником, що залежать від температури і змінюються за рахунку;

$E$  - енергія активації;

$R$  - газова постійна;

$T$  - абсолютна температура;

$c$  - концентрація продуктів горіння, обумовлена при ітерації в процесі рахунку.

Відсутність емпіричних даних для рівняння (1.110) робить завдання невизначеним, а саме, невідомі залежні від температури енергія активації  $E$  і значення  $k_0$ . У зв'язку з цим при вирішенні теплової задачі значення  $E/R$  в показники ступеня рівняння (1.110) замінено пошуковим коефіцієнтом  $k_p$ , який згодом визначається експериментальним шляхом

—

Після диференціювання рівняння (1.111) в кінцево-різницевої формі приймає вигляд

— — —

Значення коефіцієнта  $k_0$  в рівнянні (1.112) визначається з рівняння швидкості поширення фронту горіння

$$k_0 = \frac{P}{\rho_f u_f} \left( \frac{u_f}{u_t} \right)^n$$

де  $P$  - теплота згоряння природного газу;

$u_f$  - нормальна швидкість поширення фронту горіння;

$u_t$  - швидкість поширення фронту горіння в турбулентному потоці, визначається емпіричним співвідношенням [46]

При значеннях  $A = 1,0$  і  $n = 0,7$  [46] рівняння (1.114) приймає вигляд

Значення швидкості потоку газоповітряної суміші  $u$  у виразі (1.115) отримано в результаті апроксимації значень швидкостей профілю Шлихтинга

відповідно значення другої похідної  $\frac{d^2 u}{dx^2}$  приймає вигляд

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = -\frac{2u}{R^2}$$

Підстановка рівнянь (1.112), (1.115), (1.116) і (1.117) в рівняння (1.113) і відповідні перетворення дають вираз для визначення коефіцієнта  $k_0$

---

Значення швидкості поширення фронту горіння визначається за формулою, отриманої в результаті апроксимації експериментальних даних, наведених у роботі [46]

У результаті підстановки в рівняння (1.108) виразів (1.112) і (1.116) отримано рівняння в кінцево-різницевої формі

---

Рішення рівняння дає вираз для визначення температури по осі факела

---

---

---

Для визначення щільності продуктів згорання використано рівняння Нав'є-Стокса, яке за умови відсутності великомасштабних вихорів в потоці газу приймає вигляд

$$\text{---} \quad \text{---}$$

В результаті рішення рівняння (1.122) з урахуванням експериментальних даних, наведених у роботі [25], отримана залежність зміни щільності продуктів згорання від температури

$$\text{-----} \quad \text{-----}$$

де  $T_n$ ,  $\rho_n$  - температура і щільність газоповітряної суміші на початку розрахункового ділянки.

Потужність джерела тепловиділення при згорянні газоподібного палива пов'язана зі зміною концентрації продуктів згорання по довжині факела:

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---}$$

З урахуванням рівнянь (1.110) і (1.116) рівняння (1.124) приймає вигляд, необхідний для розрахунку концентрації продуктів згорання по довжині факела в кінцево-різницевої схемою

$$\text{-----}$$

Зважаючи на складність вирішення двовимірної задачі теплообмінних процесів можна прийняти умову про незначність поперечних перетоків в профілі Шлихтинга. У цьому випадку, при постійному тиску в палаючій струмені факела, основним фактором, що визначає двовимірну течію, є щільність середовища [8]. Відповідно до цього справедливе співвідношення для різних значень поперечних координат  $r$ , яке в кінцево-різницевої формі для умов поставленого завдання приймає вигляд

---

Таким чином, за допомогою викладеної математичної моделі теплових і газодинамічних процесів в топці котла виконується розрахунок значень  $\rho_n$ ,  $c_n$  і  $T_n$  для осі струменя факела, з поправкою (1.126).

Застосування запропонованої математичної моделі дозволяє якісно і кількісно оцінити газодинамічні та теплові процеси, що відбуваються в топці котла, а також проаналізувати вплив пульсаційно-акустичних впливів на температурний режим в топці. При цьому математичний опис ефективності пульсаційно-акустичних впливів на температурний режим котла виражалось шляхом урахування в емпіричному співвідношенні (1.119) збільшення швидкості просування фронту горіння при збільшенні температури у факелі в два рази.

Отже, вивчення вібраційного горіння, як одного з найцікавіших автоколивальних явищ, як і раніше актуально з наукової та практичної точок зору. Існує необхідність подальших досліджень у таких основних напрямках:

1. Продовження експериментальних досліджень на лабораторних моделях камер згоряння енергетичних установок.

2. Розробка математичних моделей і методів експериментального дослідження механізмів зворотного зв'язку.

3. Розвиток енергетичного методу, удосконалення методики розрахунку кордонів нестійкості, частоти і амплітуди сталих коливань з урахуванням поздовжнього градієнта температур газу, нелінійних ефектів при горінні і поширенні звукових хвиль.

4. Узагальнення результатів, отриманих для основних акустичних типів пристроїв вібраційного горіння.

## 2 ВИМІРЮВАННЯ ШВИДКОСТІ ПОШИРЕННЯ ПОЛУМ'Я МЕТОДОМ ТРУБОК

### 2.1 Існуючий метод (за Талантовим А.В.)

Свого часу визначення швидкості поширення полум'я методом трубок було широко вживаним. Не втратив свого значення цей метод і зараз. Перевагою його є відповідність умов поширення полум'я ряду випадків в техніці - в каналах, трубах і т.д. і можливість вивчати перехід від повільного, нормального горіння до швидкого, вибухового - детонаційного. Останнє особливо важливо у зв'язку з вимогами техніки безпеки, бо розвиток теорії горіння в початковий період відповідало її запитам.

Сутність методу полягає в тому, що швидкість полум'я оцінюється за його поширенню в трубці, заповненій попередньо підготовленою сумішшю. Трубка, як правило, відкрита з одного кінця. Запалювання може здійснюватися біля відкритого або закритого кінця. Як правило, трубки скляні, прозорі, і реєстрація проводиться фотографуванням, хоча іноді застосовуються і інші методи.

Розглянемо випадки визначення швидкості при підпалюванні суміші біля відкритого кінця (див.рис 2.1).

Свіжа суміш нерухома, полум'я зі швидкістю  $U_n$  поширюється по відношенню до неї і, отже, по відношенню до стінок, до нерухомої системі координат. Продукти згоряння випливають з трубки зі швидкістю  $U_{n0}$ . Індекс 0 відносить  $U_n$  до нерухомої системі координат. Ці позначення швидкості нанесені над трубкою.

Швидкість руху продуктів згоряння по відношенню до фронту полум'я  $U_n$  може бути знайдена з рівняння нерозривності для нерухомого фронту полум'я (відповідні позначення для цього випадку дані під трубкою):

де  $\rho$  і  $\rho_0$  - щільність свіжої суміші і продуктів згоряння відповідно.

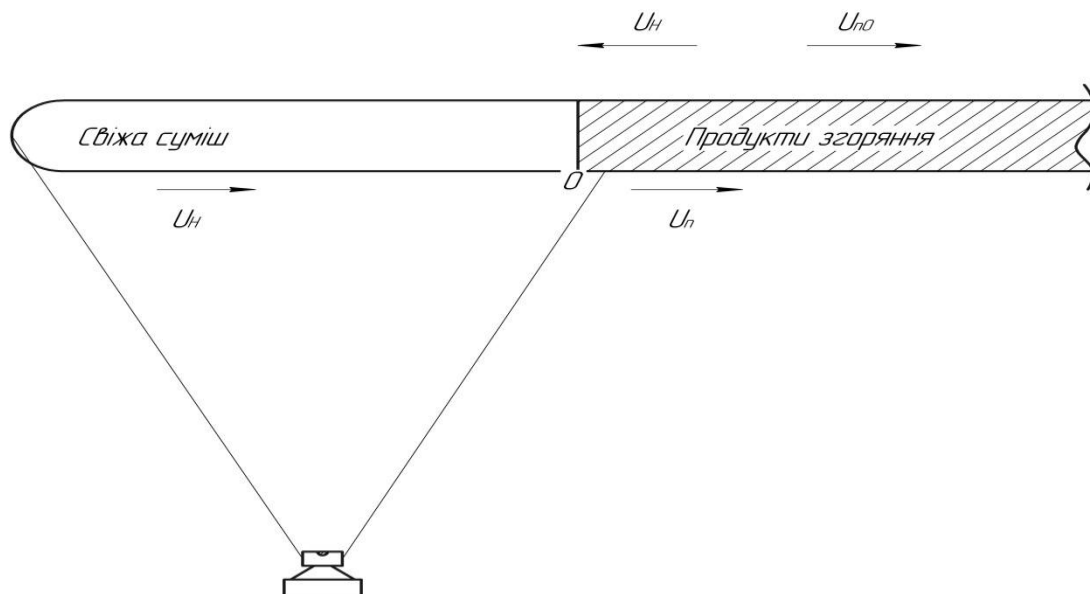


Рисунок 2.1 – Схема поширення полум'я при підпалюванні біля відкритого кінця

Можна знехтувати зміною числа молей при горінні. Перепад тисків у фронті полум'я при невеликих швидкостях нормального поширення полум'я становить частки відсотка і може не враховуватися.

Тоді

—

Так як фронт полум'я рухається по відношенню до стінок зі швидкістю  $U_H$ , то швидкість витікання продуктів згоряння в нерухомій системі координат



При незмінній швидкості  $U_H$  і постійній швидкості обертання барабана фоторегістра фронт полум'я залишить на плівці прямолінійний слід, який утворює постійний кут з напрямком руху плівки (див. рис. 2.2).

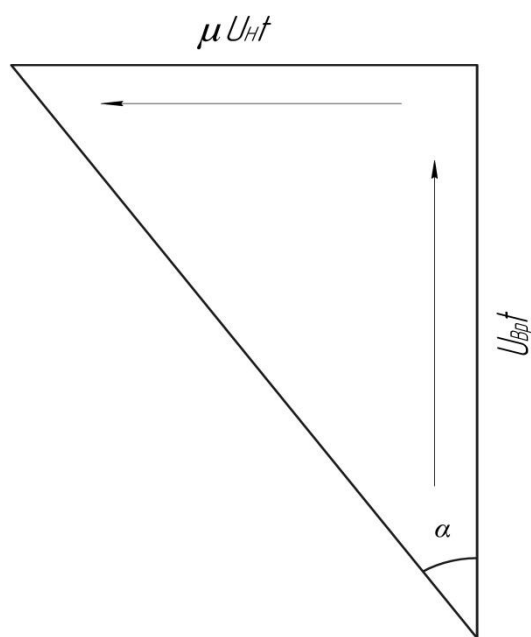


Рисунок 2.2 - Схема поширення полум'я в трубі за допомогою барабанної розгортки

Кут між фронтом полум'я і напрямом руху плівки

—

де  $\mu$ - масштаб зображення;

$U_{врт}$ - лінійна швидкість руху плівки.

Звідси може бути знайдена нормальна швидкість

—

При підпалюванні у закритого кінця продукти згоряння нерухомі (див. рис. 2.3).

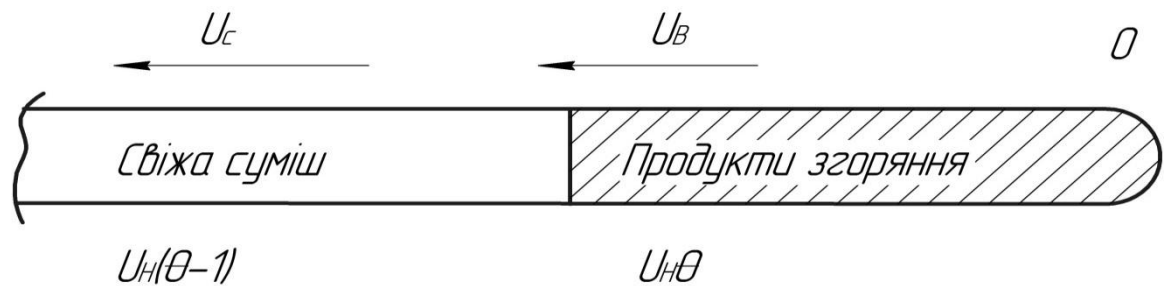


Рисунок 2.3 - Схема поширення полум'я при підпалюванні у закритого кінця

Фронт полум'я буде переміщатися як по відношенню до свіжої суміші зі швидкістю  $U_H$ , так і разом зі свіжою сумішшю за рахунок ефекту розширення при горінні. Швидкість фронту полум'я в нерухомій системі координат позначимо  $U_B$ , а швидкість руху свіжої суміші  $U_C$ . Ці швидкості можна знайти, використовуючи вже описаний випадок підпалювання біля відкритого кінця, накладенням такої швидкості руху, яка звернула б в нуль швидкість продуктів згоряння. Ця додаткова швидкість, очевидно, дорівнює  $U_H\theta$ . Тоді свіжа суміш буде рухатися зі швидкістю

а фронт полум'я

Цю швидкість і реєструють прилади. Метод трубок має ряд недоліків. Одним з них є нетривалість часу для реєстрації. Користуючись же методом пальника, експериментатор має можливість спостерігати стаціонарне полум'я як завгодно довго. Як недолік слід назвати і деяку нестационарність умов, особливо при використанні довгих трубок. У міру віддалення полум'я від

відкритого кінця опір витіканню викличе деяке змінна тиску. Рух газів перед фронтом полум'я при підпалюванні у закритого кінця спричинить утворення профілю швидкості, що зумовить зміну форми полум'я. Взагалі полум'я в трубках ніколи не є площиною, перпендикулярній осі трубки, як припускали на зорі розвитку цього методу. Навіть при поширенні від відкритого кінця полум'я набуватиме нахил за рахунок конвекції. Охолодження у стінок призводить до зменшення швидкості поширення полум'я особливо біля них. Внаслідок цього швидкість поширення полум'я стає залежною від діаметра трубок, полум'я в трубках здобуває характерну форму (див. рис. 2.4).

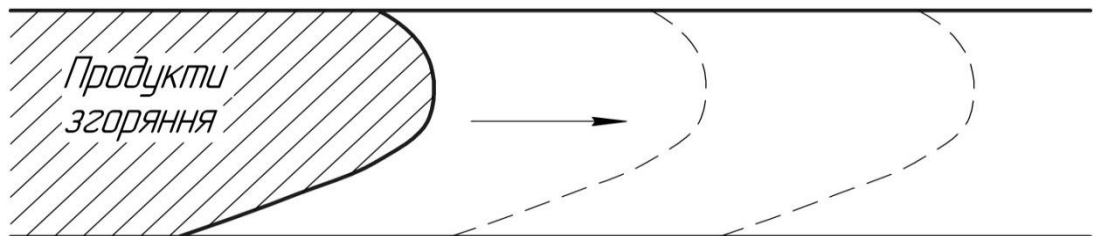


Рисунок 2.4 - Форма полум'я в трубці

Відповідно до принципу Міхельсона можна записати

де  $F_{пл}$ ,  $F_{тр}$  - дійсна площа полум'я і перетин труби;

$U_p$  - реєстрована швидкість руху полум'я в трубці.

Звідси

—

У більшості випадків дійсна поверхню полум'я багато разів перевершує площу перерізу трубки, що призводить до відповідного

збільшення швидкості поширення полум'я. Ось чому результати експериментального визначення швидкості поширення полум'я в трубках були так неоднозначні і невідтворені і ставили в тупик перших слідчих.

Дійсна нормальна швидкість поширення полум'я при відомій дійсній поверхні полум'я може бути знайдена із співвідношення Міхельсона. А це вимагає, крім швидкості  $U_p$ , також і знаходження  $F_{пл}$ , що можливо лише при швидкісній кіно фотореєстрації. Нарешті, якщо розміри трубок досить великі й швидкість горіння при підпалюванні у закритого кінця значна, число  $Re$  руху свіжої суміші перед фронтом полум'я може виявитися вище критичного. Рух при цьому прийме турбулентний характер. Турбулізація суміші викличе збільшення швидкості поширення полум'я, а це, у свою чергу, прискорить рух суміші. Все це призводить до прогресуючого саморозгону горіння, а при відповідних умовах - і до переходу горіння в детонаційний режим.

## 2.2 Опис експерименту що проводився

Експеримент проводився за допомогою скляної трубки у якій проводилося спалювання газу ізобутану. Спочатку було обрано трубку з звичайного скла, але у процесі проведення досліду скло не витримало високих температур і тріснуло. Після цього було обрано трубку із кварцевого скла діаметром 50 міліметрів і довжиною 1 метр. Для вимірювання частот коливань імпульсів було вирішено зробити резонатор Гельмгольца у даній трубці. Для цього потрібно було зробити отвір у цій трубці перпендикулярно до самої трубки, але після декількох спроб від резонатору довелось відмовитись, тому що скло не свердлилось а тріскалось. З одного боку трубка була закрита за допомогою не горючого матеріалу, а саме базальтової вати.

Для підпалювання газу у трубці використовувалось відкрите полум'я. Зйомка експерименту проводилась за допомогою цифрової камери Canon Power Shot, з частотою 120 кадрів у секунду в режимі зйомки відео. Після

чого відео підлягало обробці у програмі «ВидеоМАСТЕР», за допомогою якої кожне відео розкладалось на кадри.

Акустичні коливання було отримано за допомогою встановлених динаміків перпендикулярно до трубки з обох боків. Було використано два динаміки марки ВЕГА тип АС 25 – 101 (див. рис. 2.5).



Рисунок 2.5 – Динаміки ВЕГА тип АС 25-101.

Для підсилення звуку використали підсилювач марки Pioneer тип GM-A4604, 480 W (див. рис. 2.6).



Рисунок 2.6 – Підсилювач Pioneer тип GM – А4604, 480 W.

Зміна частот коливань звуку проводилась за допомогою комп'ютеру і звичайного еквайзера. Потужності цього обладнання вистачило лише до частоти коливань 10 kHz.

### 2.2.1 Підпалювання газу із закритої сторони трубки

Для обчислення швидкості полум'я використовувалась формула

---

де  $\bar{u}$  – середня швидкість газу;

$u_i$  – швидкість газу на кожному кадрі.

Швидкість газу на кожному кадрі

---

де  $l$  – відстань яку пододало полум'я на кожному кадрі;

$t$  – час за який був знятий кожен кадр.

Розрахуємо швидкість полум'я при згорянні газу у звичайних умовах, без акустичних коливань. Час за який було знято кожен кадр дорівнює 0,036036. Тобто  $t = 0,036036$ . Для того щоб отримати відстань яку пододало полум'я у метри потрібно помножити цю відстань на  $\mu = 3 \cdot 10^{-2}$ .

Розрахуємо швидкості полум'я на кожному кадрі, м/с:

- на першому

---

- на другому

\_\_\_\_\_

- на третьому

\_\_\_\_\_

- на четвертому

\_\_\_\_\_

- на п'ятому

\_\_\_\_\_

Розрахуємо середню швидкість, м/с

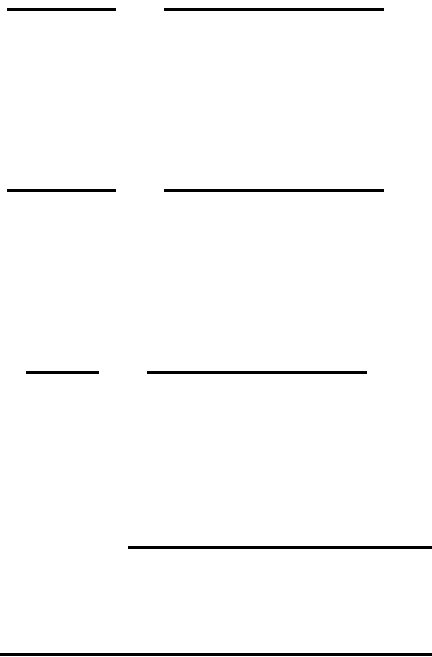
\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

Розрахуємо аналогічно швидкість на кожному кадрі і середню швидкість для експериментів під дією акустичних коливань.

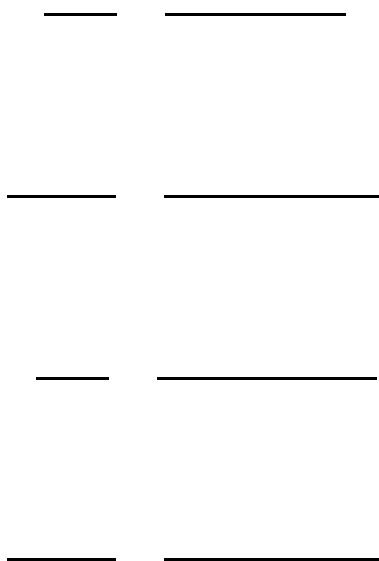
Акустичні коливання з частотою 2 kHz,  $t = 0,041667$ :

\_\_\_\_\_



Середня швидкість полум'я при частоті коливань 2 кГц дорівнює 0,716994 м/с.

Акустичні коливання з частотою 4 кГц,  $t = 0,040323$ :





\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 4 кГц дорівнює 0,939986 м/с.

Акустичні коливання з частотою 6 кГц,  $t = 0,0337$ :

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

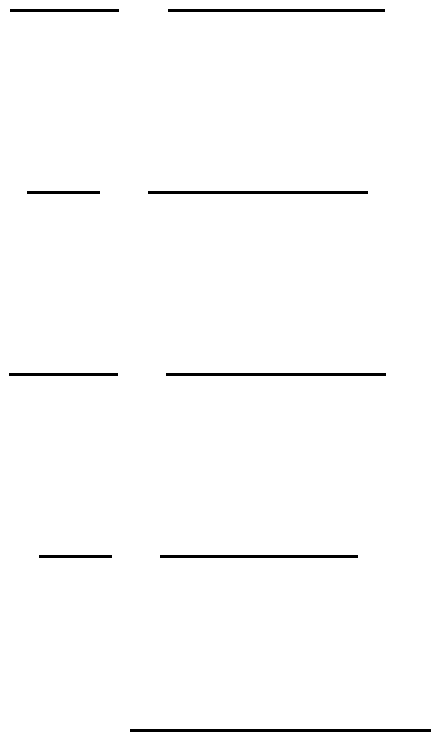
\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_



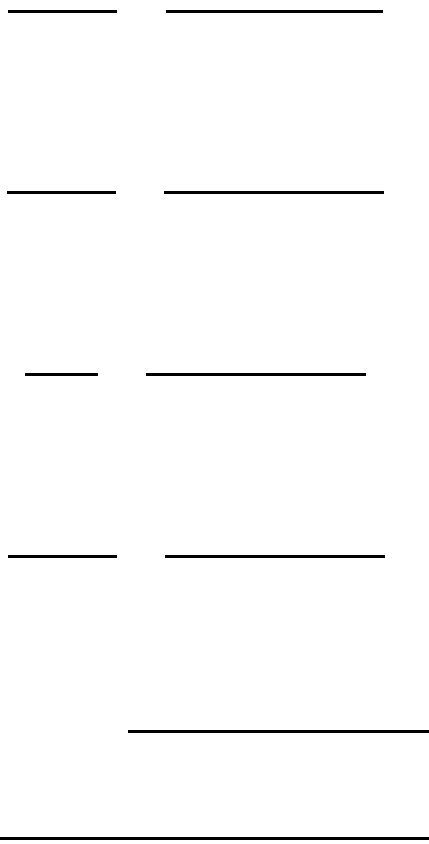
Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 6 kHz дорівнює 0,985163 м/с.

Акустичні коливання з частотою 8 kHz,  $t = 0,040323$ :



Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 8 kHz дорівнює 1,326786 м/с.

Акустичні коливання з частотою 10 kHz,  $t = 0,031579$ :



Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 10 кГц дорівнює 1,706039 м/с.

Результати розрахунків швидкостей полум'я при підпалюванні із закритої сторони труби представлені у таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Результат розрахунків швидкості полум'я при підпалюванні з закритої сторони трубки

	t	l	$\mu$	$U_i$	
Без коливань	0,036036	1	$3 \cdot 10^{-2}$	0,832501	0,511988
	0,036036·2	1,2		0,4995	
	0,036036·3	1,5		0,41625	

	0,036036·4	1,9		0,395438	
	0,036036·5	2,5		0,41625	

Продовження таблиці 2.1

	t	l	$\mu$	$U_i$	
Акустичні коливання з частотою 2 kHz	0,041667	0,5	$3 \cdot 10^{-2}$	0,359997	0,716994
	0,041667·2	2,3		0,827993	
	0,041667·3	2,5		0,59995	
	0,041667·4	6		1,079991	
Акустичні коливання з частотою 4 kHz	0,040323	2	$3 \cdot 10^{-2}$	1,487985	0,939986
	0,040323·2	3,5		1,301986	
	0,040323·3	4		0,99199	
	0,040323·4	4,5		0,836991	
	0,040323·5	5		0,743992	
	0,040323·6	5,1		0,632393	
	0,040323·7	5,5		0,584565	
Акустичні коливання з частотою 6 kHz	0,0337	0,8	$3 \cdot 10^{-2}$	0,712166	0,985163
	0,0337·2	2		0,890208	
	0,0337·3	2,5		0,74184	
	0,0337·4	6		1,335312	
	0,0337·5	7		1,246291	
Акустичні коливання з частотою 8 kHz	0,040323	1,9	$3 \cdot 10^{-2}$	1,413585	1,326786
	0,040323·2	3		1,115988	
	0,040323·3	5,2		1,289587	
	0,040323·4	8		1,487985	
Акустичні коливання з частотою 10 kHz	0,031579	1,1	$3 \cdot 10^{-2}$	1,044998	1,706039
	0,031579·2	3,2		1,519997	
	0,031579·3	7		2,216663	
	0,031579·4	8,6		2,042497	

На рисунках 2.7 – 2.12 представлено покадрову зйомку горіння газу ізобутану у скляній трубці з підпалюванням з закритої сторони.

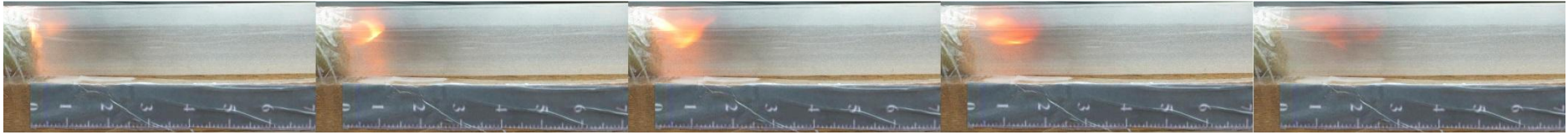


Рисунок 2.7 – Без дії акустичних коливань

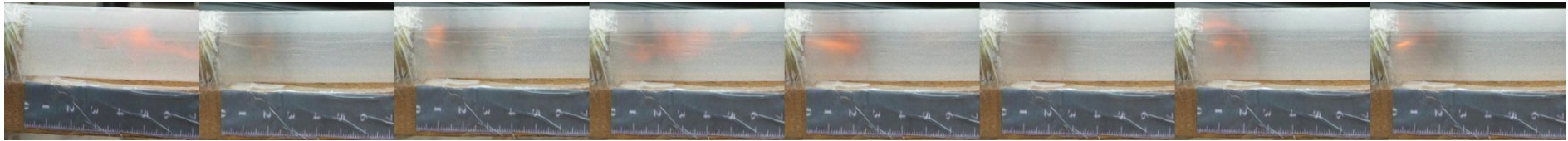


Рисунок 2.8 – Під дією акустичних коливань з частотою 2 кГц

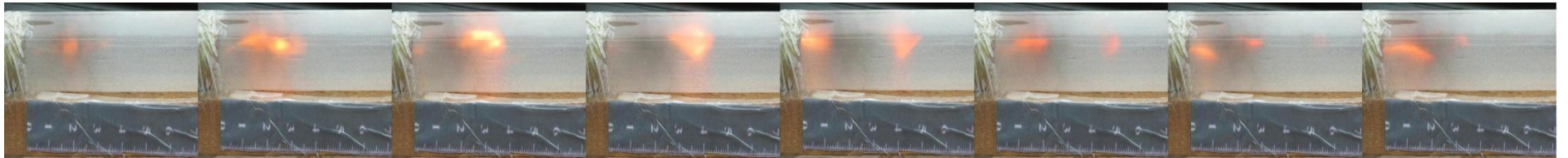


Рисунок 2.9 – Під дією акустичних коливань з частотою 4 кГц

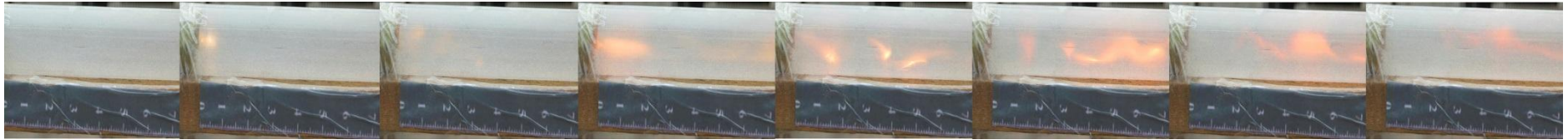


Рисунок 2.10 – Під дією акустичних коливань з частотою 6 kHz

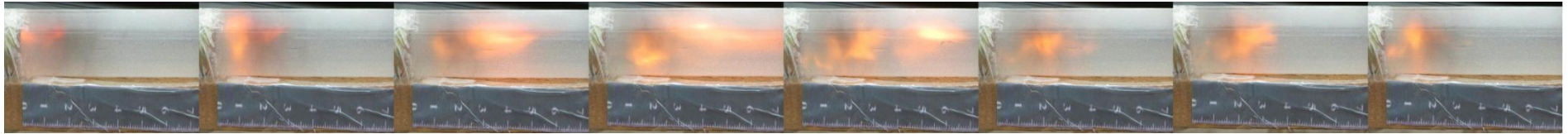


Рисунок 2.11 – Під дією акустичних коливань з частотою 8 kHz



Рисунок 2.12 – Під дією акустичних коливань з частотою 10 kHz





Акустичні коливання з частотою 2 кГц,  $t = 0,033333$ :

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

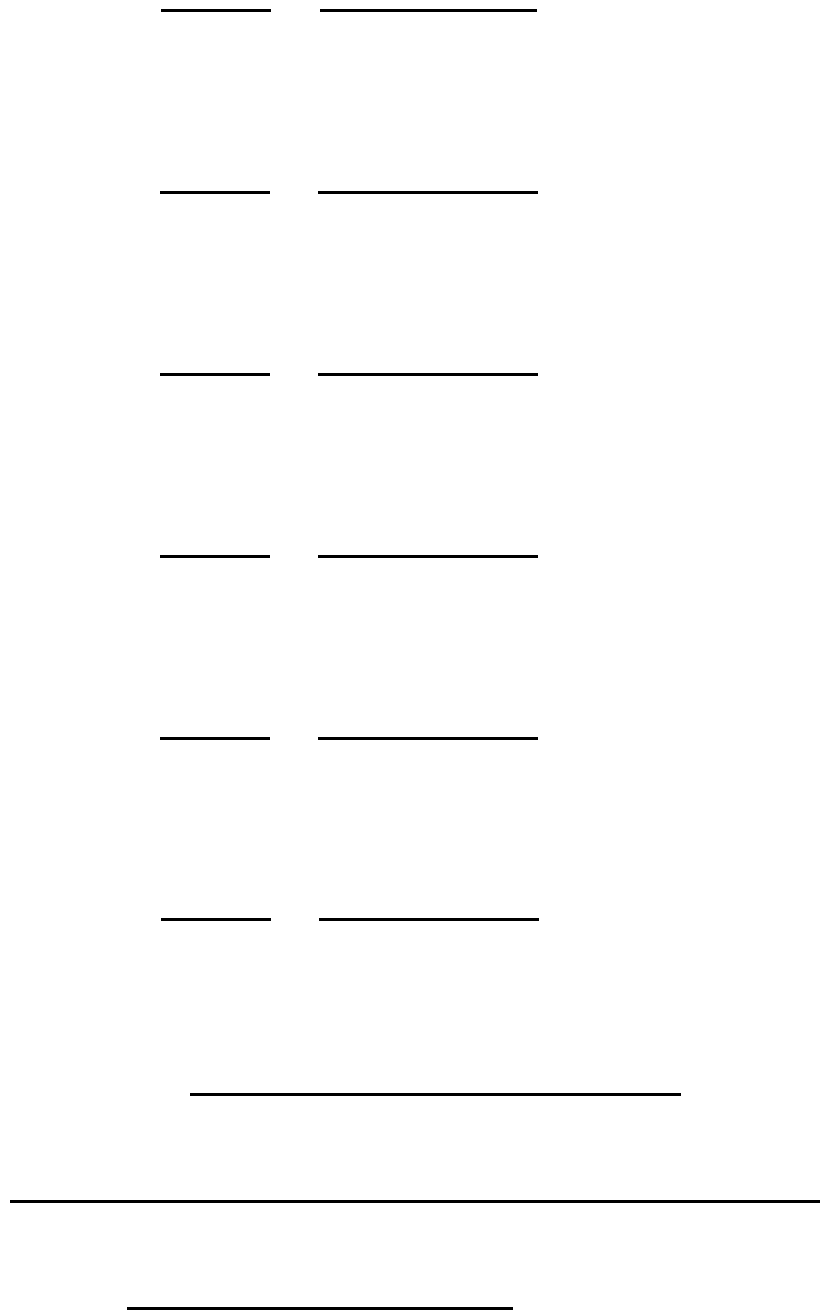
\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

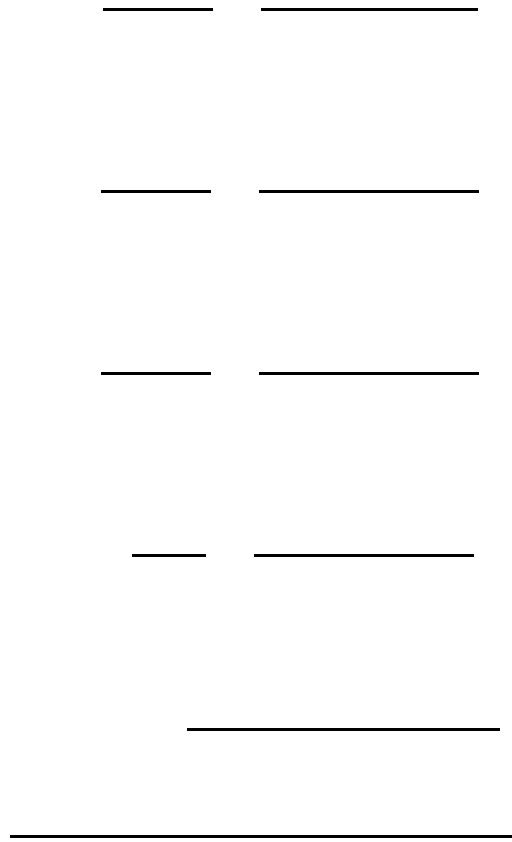
Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 2 кГц дорівнює 0,416656 м/с.

Акустичні коливання з частотою 4 кГц,  $t = 0,041667$ :



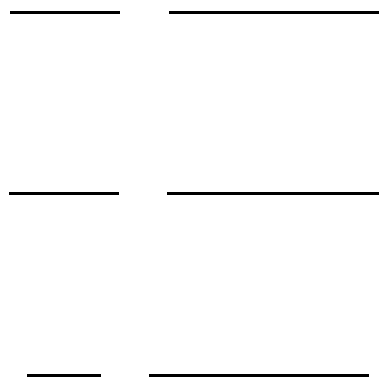
Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 4 кГц дорівнює 0,491996 м/с.

Акустичні коливання з частотою 6 kHz,  $t = 0,035714$ :



Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 6 kHz дорівнює 0,581 м/с.

Акустичні коливання з частотою 8 kHz,  $t = 0,041667$ :



---

---

---

---

Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 8 kHz дорівнює 0,658495 м/с.

Акустичні коливання з частотою 10 kHz,  $t = 0,032258$ :

---

---

---

---

---

---

---

---

---

---

---

---

Середня швидкість полум'я при частоті акустичних коливань 10 kHz дорівнює 0,986109 м/с.

Результати розрахунків швидкостей полум'я при підпалюванні з відкритої сторони труби представлені у таблиці 2.2.

Таблиця 2.2 – Результат розрахунків швидкості полум'я при підпалюванні з відкритої сторони трубки

	t	l	$\mu$	$U_i$	
Без коливань	0,041667	0,3	$3 \cdot 10^{-2}$	0,215998	0,288998
	0,041667·2	1		0,359997	
	0,041667·3	1,2		0,287998	
	0,041667·4	1,5		0,269998	
	0,041667·5	1		0,143999	
	0,041667·6	3,8		0,455996	
Акустичні коливання з частотою 2 kHz	0,033333	0,6	$3 \cdot 10^{-2}$	0,540005	0,416656
	0,033333·2	0,7		0,315003	
	0,033333·3	0,9		0,270003	
	0,033333·4	1,2		0,270003	
	0,033333·5	2,5		0,450005	
	0,033333·6	3		0,450005	
	0,033333·7	3,7		0,475719	
	0,033333·8	5		0,562506	
Акустичні коливання з частотою 4 kHz	0,041667	0,8	$3 \cdot 10^{-2}$	0,575995	0,491996
	0,041667·2	1,7		0,611995	
	0,041667·3	2,1		0,503996	
	0,041667·4	2,8		0,503996	
	0,041667·5	2,5		0,359997	
	0,041667·6	3,3		0,395997	
Акустичні	0,035714	0,6	$3 \cdot 10^{-2}$	0,504	0,581

коливання з частотою 6 kHz	0,035714·2	1,3		0,546	
	0,035714·3	2,3		0,644	
	0,035714·4	3		0,63	

Продовження таблиці 2.2

	t	l	$\mu$	$U_i$	
Акустичні коливання з частотою 8 kHz	0,041667	0,6	$3 \cdot 10^{-2}$	0,431997	0,658495
	0,041667·2	1,2		0,431997	
	0,041667·3	4		0,959992	
	0,041667·4	4,5		0,809994	
Акустичні коливання з частотою 10 kHz	0,032258	1	$3 \cdot 10^{-2}$	0,929999	0,986109
	0,032258·2	2,3		1,069499	
	0,032258·3	2,9		0,898999	
	0,032258·4	4,5		1,046249	
	0,032258·5	5,3		0,985799	

На рисунках 2.13 – 2.18 представлено покадрову зйомку горіння газу ізобутану у скляній трубці з підпалюванням з відкритої сторони.

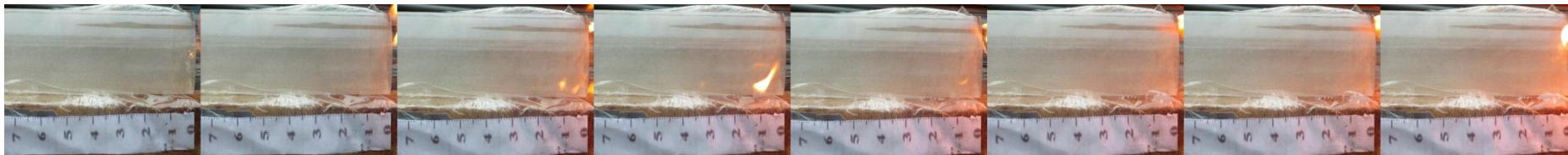


Рисунок 2.13 – Без дії акустичних коливань



Рисунок 2.14 – Під дією акустичних коливань з частотою 2 kHz



Рисунок 2.15 – Під дією акустичних коливань з частотою 4 kHz



Рисунок 2.16 – Під дією акустичних коливань з частотою 6 kHz



Рисунок 2.17 – Під дією акустичних коливань з частотою 8 kHz

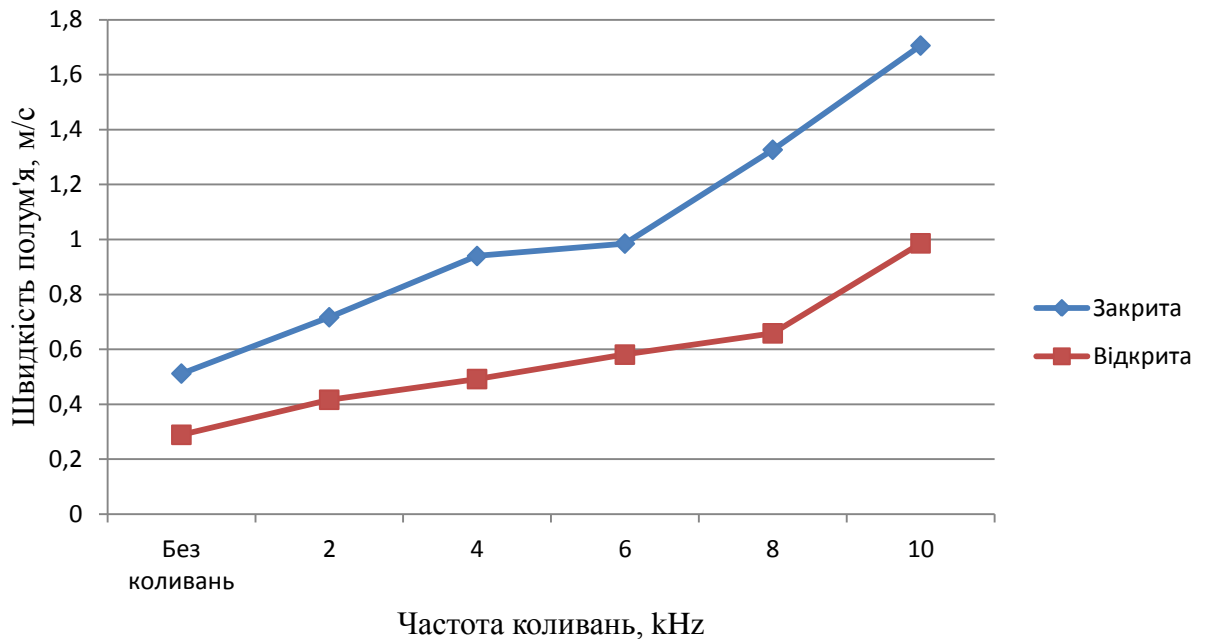


Рисунок 2.18 – Під дією акустичних коливань з частотою 10 kHz



### 2.3 Аналіз результатів експерименту

Розрахувавши швидкості полум'я маємо змогу побудувати графічну залежність швидкості від акустичних коливань.



З діаграми бачимо що під дією акустичних коливань швидкість зростає. Швидкість полум'я при підпалюванні із закритої сторони значно вище, і під дією акустичних коливань має стрімкий ріст. Значний зріст швидкості можливо побачити при частоті акустичних коливань вище 6 кГц. При підпалюванні з відкритої сторони трубки швидкість зростає, але не так швидко і суттєво. Значний зріст швидкості можливо побачити при дії акустичних коливань з частотою 8 кГц і вище.

Значний зріст швидкості при підпалюванні з закритої сторони ніж з відкритої обумовлено тим що є хоч і слабе але для цього випадку суттєве підсмоктування повітря з місця де відбувається підпал з закритої сторони. При підпалі з відкритої сторони цього немає, адже інша сторона труба закрыта наглухо.

Через не достаток потрібних динаміків, і частотного регулятора ми не маємо можливості побачити подальші зміни швидкості полум'я.

У розрахунках можлива похибка, яка обумовлена дією зовнішніх факторів. Експерименти проводилися на відкритому повітрі, тобто на результати експериментів мали вплив такі фактори:

- швидкість повітря;
- велика різниця температур.

**ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ**

1. Ларинов, В.М. Автоколебания газа в установках с горением / В.М. Ларинов, Р.Г. Зарипов – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. 227 с.
2. Хзиалян, Д.М. Теория горения и топочные устройства / Д.М. Хзиалян, Я.А. Каган – М.: Энергия, 1977. – 432 с.
3. Явойский, В. И. Применение пульсирующего дутья при производстве стали / В.И. Явойский, А.В. Явойский, А.М. Сизов – М.: Metallurgy, 1985. – 176 с.
4. Аввакумов, А.М. Нестационарное горение в энергетических установках / А.М. Аввакумов, И.А. Чучкалов, Я.М. Щелоков – Л.: Недра, 1987 – 159 с.
5. Гололобов, И.М. Нестационарные явления при распространении пламени распада ацетилена в околопредельной области / И.М. Гололобов, Э.А. Грановский, Ю.А. Гостинцев – Хим. Физика. 1983, №10, с. 1421-1430.
6. Северденко, В.П. Применение ультразвука в промышленности / В.П. Северденко, В.В. Клубович – Минск: Наука и техника, 1967. – 264 с.
7. Гичёв, Ю.А. Анализ эффективности сушки и разогрева сталеразливочных ковшей при пульсационном сжигании топлива : Теплотехника. Сборник научных трудов Национальной металлургической академии Украины. Том 5. / Ю.А. Гичёв , Д.С. Адаменко – Днепропетровск: НМетАУ, 2002. – С. 88 – 92.
8. Галицейский, Б.М. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках / Б.М. Галицейский, Ю.А. Рыжев, Е.В. Якуш. – М.: Машиностроение, 1977. – 256 с.

9. Ревун, М.П. Система импульсного отопления камерных нагревательных печей / М.П. Ревун, Ф.Ф. Франк, Б.Г. Высотин. – Сталь 1984. - №9. – с. 84-87.
10. Кроуфорд А. Е. Ультразвуковая техника: перевод с англ. – М.: Изд-во иностр. лит., 1968. – 264 с.
11. Sondhauss C. Uber die Schallschwingungen der Luft in erhitzten Glassrohen und gedeckten Pfeifen von ungleicher Weite // Pogg. Ann. Phys. Und Chem. 1850. Vol. 79. S. 1-34.
12. Соловьев, В.В. К вопросу вибрационного горения в высоконапряженных топочных камерах / В.В. Соловьев. – Инж. физ. журн. 1959. №1. С. 25-31.
13. Дубровский, О.В. Экспериментальное исследование пульсационного горения жидкого топлива в камерах сгорания стационарных газотурбинных установок / О.В. Дубровский. – Теплоэнергетика. 1959. №6. С. 56-61.
14. Калугин, Я.П. Исследование пульсаций в доменных воздухонагревателях / Я.П. Калугин, А.В. Арсеев. – Пульсационное горение НТО ЭП. Челябинск, 1968. С. 153-161.
15. Марголин, А.Д., Вибрационное горение в газовых печах с беспламенными панельными горелками / А.Д. Марголин, Р.М. Щурин. – Труды ЦКТИ. Л., 1965. Т. 64. С. 49-50.
16. Стрельников, А.П. Исследование зависимости частоты колебаний при вибрационном горении от геометрии устройства / А.П. Стрельников, В.М. Ларинов, А.В. Талантов. – Опытно-конструкторские и научно-исследовательские работы в области нефтепромыслового оборудования. Казань: Таткнигоиздат, 1976. С. 98-104.
17. Бондарюк, М.М. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели / М.М. Бондарюк, С.М. Ильяшенко. – М.: Машиностроение, 1964. 347 с.

18. Мошкин Е.К. Нестационарные режимы работы ЖРД / Е.К. Мошкин. – М.: Машиностроение, 1970. 336 с.
19. Смит Е. Ракетные двигатели на твердом топливе / Вопросы ракетной техники, №4. М.: Иностран. лит., 1958. С. 147-160.
20. Неустойчивость горения в ЖРД / Под ред. Д.Т. Харье и Ф.Г. Рирдона. М.: Мир, 1975. 869 с.
21. Раушенбах, Б.В. Физические основы рабочих процессов в камерах сгорания ВРД / Б.В. Раушенбах – М.: Машиностроение, 1964. 347 с.
22. Мошкин, Е.К. Нестационарные режимы работы ЖРД / Е.К. Мошкин – М.: Машиностроение, 1970. 336 с.
23. Смит, Р. Неустойчивость горения в ракетных двигателях, работающих на твердом топливе / Р. Смит, Д. Спрингер. – Вопросы горения и детонационных волн. М.: Оборонгиз, 1958. С.643-648.
24. Вулис, Л.А. О горении газовой смеси в турбулентном факеле / Л.А. Вулис, О.А. Кузнецов, Л.П. Ярин. – Физика горения и взрыва. – 1973. - №1. – С. 101-111.
25. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа: Учеб. для вузов. – 7-е изд., испр. / Л.Г. Лойцянский. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с. – (Классики отечественной науки).
26. Миллионщиков, М.Д. Турбулентные течения в пограничном слое в трубах / М.Д. Миллионщиков. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с. – (Классики отечественной науки).
27. Фабер, Г.Е. Гидроаэродинамика / Г.Е. Фабер. – М.: Постмаркет, 2001. – 345 с.
28. Рэлей. Теория звука. М.: Гостехиздат, 1955. Т.2. 300 с.
29. Нестационарное распространение пламени / Под ред. Дж. Маркштейна. М.: Мир, 1968. 438 с.
30. Митрохин, В.Т. Выбор параметров и расчет центростремительной турбины на стационарных и переходных режимах / В.Т. Митрохин. – М.: Машиностроение, 1974. 227 с.

31. Натанзон, М.С. Неустойчивость горения / М.С. Натанзон. – М.: Машиностроение, 1986. 248 с.
32. Махин, В.А. Динамика жидкостных ракетных двигателей / В.А. Махин, В.Ф. Присняков, Н.П. Белик. – М.: Машиностроение, 1969. 384 с.
33. Крокко, Л. О роли времени запаздывания в возбуждении продольных высокочастотных колебаний в камере сгорания ЖРД / Л. Крокко, Д. Грей, Д. Гарри. – Вопросы ракетной техники, №5. М.: Иностранная литература, 1959. С. 24–29.
34. Теория топочных процессов / Под ред. Г.Ф. Кнорре. М.; Л.: Энергия, 1966. 491 с.
35. Неймарк, Ю.И. Об условиях самовозбуждения поющего пламени / Ю.И. Неймарк, Г.В. Аронович. – Журн. электротехнич. физики. 1955. Т.28, вып. 5. С. 567–578.
36. Неустойчивость горения в ЖРД / Под ред. Д.Т. Харье и Ф.Г. Рирдона. М.: Мир, 1975. 869 с.
37. Stocco L., Harje D.T., Reardon F.H. Transverse combustion instability in liquid-propellant rocket motors // J. Amer. Roc. Soc. 1962. Vol.32, N3. P.366–373.
38. Крокко Л., Чжень Синь-и. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. М.: Иностранная литература, 1958. 351 с.
39. Merk H.J. Analysis of heat-driven oscillations of gas flows. P. 1. // Appl. Sci. Res. 1956/57. A6. P.317.
40. Раушенбах, Б.В. Вибрационное горение / Б.В. Раушенбах. – М.: Физматгиз, 1961. 500 с.
41. Дорошенко, В.Е. О двух режимах работы модельной камеры сгорания как термоакустической автоколебательной системы / В.Е. Дорошенко, С.Ф. Зайцев, В.М. Фурлетов. – Журн. техн. физики. 1967. № 1. С. 64–70.

42. Якупов, Р.Г. Расчет автоколебаний газов в форсажной камере сгорания с учетом нелинейных свойств зоны теплоподвода / Р.Г. Якупов. – Авиационная техника. 1968. № 4. С.24–29. (Изв. высш. учеб. заведений).
43. Галиуллин, Р.Г. Теория термических автоколебаний / Р.Г. Галиуллин, И.П. Ревва, Г.Г. Халимов. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1982. 155 с.
44. Ilgamov M.A., Zaripov R.G., Galiullin R.G., Repin V.B. Nonlinear oscillations of gas in a tube // *Appl. Mech. Rev.* 1996. V.49, N 3. P. 137–154.
45. Ильгамов, М.А. Колебания упругих оболочек, содержащих жидкость и газ / М.А. Ильгамов. – М.: Наука, 1969. 182 с.
46. Галиуллин, Р.Г. Резонансные колебания газа в трубе при наличии осевого градиента температуры / Р.Г. Галиуллин, Э.Р. Галиуллина, В.М. Ларионов. – Авиационная техника. 1997. № 4. С. 50–53. (Изв. высш. учеб. заведений).
47. Галиуллин, Р.Г. Резонансные колебания в закрытой трубе со скачком температуры / Р.Г. Галиуллин, Л.А. Тимохина, С.Е. Филипов. – Авиационная техника. 2002. № 4. С. 33–36. (Изв. высш. учеб. заведений).
48. Yoon H.G., Peddieson J.J., Kenneth R.P. Mathematical modeling of a generalized Rijke tube // *Engineering Science.* 1998. Vol.36. P.1235–1254.
49. Lieuwen T., Zinn B.T. Application of multipole expansions to sound generation from ducted unsteady combustion process // *Sound and Vibration.* 2000. Vol. 235, N 3. P.405–414.
50. Bisio G., Rubato G. Sondhauss and Rijke oscillations – thermodynamic analysis, possible applications and analogies // *Energy.* 1999. Vol.24. P.117–131.
51. Tang Y.M., Waldherr G., Jagoda J.I. and Zinn B.T. Heat Release Timing in a Nonpremixed Helmholtz Pulse Combustor // *Combustion and Flame.* 1995. Vol.100. P.251–261.

52. Lacava P.T., Carvalho J.A., McQuay M.Q. Pulsating combustion characteristics of a spray flame in a Rijke tube with two different atomizers // *Fuel*. 1997. Vol. 76, №9. P. 845–851.
53. Lawn C.J. Interaction of the acoustic properties of a combustion chamber with those of premixture supply // *Sound and Vibration*. 1999. Vol. 224. N5. P. 785–808.
54. Fleifil M., Annaswamy A.M., Ghoneim Z.A. and Ghoniem A.F. Response of a laminar premixed flame to flow oscillations: a kinematic model and thermoacoustic instability results // *Combustion and Flame*. 1996. Vol.106. P.487–510.
55. Im H.G., Law C.K., Kim J.S., Williams F.A. Response of counterflow diffusion flames to oscillating strain rates // *Combustion and Flame*. 1995. Vol. 100. P. 21–30.
56. Boshoff–Mostert L., Viljeen H.J. Analysis of combustion–driven acoustics // *Chemical Engineering Sciences*. 1998. Vol. 53, N9. P. 1679–1687.
57. Artyukh L.Y., Itskova P.G., Lukyanov A.T. Mathematical modeling of stability of a nonadiabatic laminar premixed flame // *Heat Mass Transfer*, 1997. Vol. 40, N9. P.2235–2240.
58. Ржевкин, С.Н. Курс лекций по теории звука / С.Н. Ржевкин. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960. 336 с.
59. Скучик Е. Основы акустики. М.: Иностранная литература, 1959. Т.1. 388 с.
60. Stuhltager E., Thomann H. Oscillation of a gas in a open–ended tube near resonance // *Appl. Math. Phys*. 1986. Vol. 37. P. 155–175.
61. Гладышев, В.Н. О собственных частотах составного резонатора / В.Н. Гладышев. – *Акуст. журн*. 1984. Т. 30, №3. С. 391–392.
62. Галицейский, Б.М. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках / Б.М. Галицейский, Ю.А. Рыжов, Б.В. Якуш. – М.: Машиностроение, 1977. 256 с.



63. Матвеев, Н.М. Методы интегрирования обыкновенных дифференциальных уравнений / Н.М. Матвеев. – М.: Высшая школа, 1967. 564 с.
64. Расчет частот акустических колебаний газа при горении в трубе / О.В. Иовлева, Э.А. Ильин, Р.Г. Зарипов, В.М. Ларионов. – Тез. докл. V Междунар. конф. «Нелинейные колебания механических систем». Н. Новгород, 1999. С. 108.
65. Rott N. Thermoacoustics // *Advanced Applied Mechanics*. 1980. Vol. 20. P. 135–175.
66. Ландау, Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1986. 736 с.
67. Van Wijngarden L. On oscillations near and at resonance in open pipes // *Engin.Math*. 1968. Vol.2, N 3. P. 225–240.
68. Абрамович, Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович. – М., Наука, 1976. – 888с.
69. Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович, Г.Н. Баренблатт, В.Б. Либрович, Г.Н. Махвиладзе. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
70. Иссерлин, А.С. Основы сжигания газового топлива: Справочное пособие – 2-е изд., перераб. и доп. / А.С. Иссерлин. – Л.: Недра, 1978. – 336с.
71. Гичёв, Ю.А. Решение задачи газодинамики для слоевых аппаратов перекрестного тока: *Металлургическая теплотехника. Сборник научных трудов Национальной металлургической академии Украины* / Ю.А. Гичёв. – Днепропетровск: Пороги, 2004. – С. 144-152.
72. Адаменко, Д.С. Повышение эффективности работы котельных агрегатов путем пульсационно – акустического сжигания топлива: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 04.14.06 / Д.С. Адаменко; [Национальная металлургическая академия Украины]. – Днепропетровск, 2007. – 40 с.
73. Мигай, В.К. Моделирование теплообменного энергетического оборудования / В.К. Мигай. – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 264 с.

74. Теплотехнические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент.: Справочник / Под общ. Ред. 2я. – корр. АН СССР / В.А. Григорьева, В.М. Зорина. 2-е изд., перераб. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 560 с.
75. Миллионщиков, М.Д. Турбулентные течения в пограничном слое в трубах / М.Д. Миллионщиков. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с. – (Классики отечественной науки).
76. НПАОП 0.00-1.31-99 Правила охраны труда при эксплуатации электронно-вычислительных машин.
77. ДСН 3.3.6.042-99 Санітарні норми мікроклімату виробничих приміщень
78. СНК 5802-91 Санитарные нормы и правила выполнения работ в условиях воздействия электрических полей промышленной частоты (50 Гц).
79. Правила безпечної експлуатації електроустановок споживачів: НПАОП 40.1-1.21-98. - Х.: Видавництво «Форт», 1998. – 180 с.
80. ДНАОП 0.00-4.12-99 Типове положення про навчання з питань охорони праці.