

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
КАФЕДРА ФІЗИКИ ЕНЕРГЕТИЧНИХ СИСТЕМ

«До захисту допущено»

В.о. завідувача кафедрою

_____ А. А. Халатов

(підпис)

(ініціали, прізвище)

Дипломна робота
на здобуття ступеня бакалавра

зі спеціальності _____ 105 Прикладна фізика _____
(код і назва)

на тему: **Дослідження впливу вхідного тиску реактивного палива
на повноту його окислення у камері згоряння повітряних
реактивних двигунів**

Виконав: студент 4 курсу, групи ФФ-62

_____ Хлієв Нікіта Олександрович

(прізвище, ім'я, по батькові)

(підпис)

Науковий керівник _____ доцент, к.ф.-м.н. Пономаренко С. М. _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Консультант _____ 2, 3 _____
(номер розділу) (посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Рецензент _____ к.т.н., ст.викл.каф. ФЕС Н. А. Панченко _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі
немає запозичень з праць інших авторів
без відповідних посилань.

Студент _____
(підпис)

Національний Технічний Університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Фізико-технічний інститут
Кафедра фізики енергетичних систем

Рівень вищої освіти — перший (бакалаврський)
Спеціальність 105 Прикладна фізика

«ЗАТВЕРДЖЕНО»

В.о. завідувача кафедрою

Халатов. А. А.

(підпис)

(ініціали, прізвище)

« » _____ 2020 р.

ЗАВДАННЯ

на бакалаврську роботу студенту

Хлієву Никіті Олександровичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

(підпис)

1. Тема роботи: Дослідження впливу вхідного тиску реактивного палива на повноту його окислення у камері згорання повітряних реактивних двигунів, науковий керівник роботи _____ доцент, к.ф.-м.н. Пономаренко С. М. _____, (прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання) затверджені наказом по університету від « 27 » травня 2020 р № 1414-с
2. Термін подання студентом роботи « 05 » червня 2020 р.
3. Об'єкт дослідження: Процеси тепломасообміну, хімічні та фізичні процеси горіння, що впливають на повноту окислення палива у камері згорання. Об'єкт дослідження.
4. Предмет дослідження: Тиск палива на вході у камеру згорання, конструктивні особливості камери згорання. Предмет.
5. Перелік завдань, які потрібно розробити: Змодельовати процес окиснення палива у циліндричній камері згорання реактивного двигуна. Провести моделювання у програмному пакеті ANSYS Fluent. Знайти оптимальний тиск подачі палива у камеру згорання. Дослідити повноту окислення палива у камері згорання з меншим внутрішнім діаметром. Завдання.
6. Орієнтовний перелік ілюстративного матеріалу: презентація – 22 аркуша А4
7. Орієнтовний перелік публікацій: Вплив тиску реактивного палива на вході у камеру згорання повітряних реактивних двигунів на повноту його згорання. Публікація.

8 Консультанти розділів дисертації

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
2			
3			

9 Дата видачі завдання « 10 » вересня 2018 р.

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Термін виконання етапів проекту	Примітка
1.	Опрацювання літератури за темою	15.10.2019 - 31.10.2019	
2.	Написання літературного огляду	01.11.2019 - 26.12.2019	
3.	Моделювання горіння рідкого палива	10.02.2020 - 08.03.2020	
4.	Написання другої частини дипломної роботи	29.03.2020 - 28.04.2020	
5.	Підготовка тез	29.04.2020 - 05.05.2020	
5.	Виступ на конференції	12.05.2020	
6.	Написання третьої частини дипломної роботи	13.05.2020 - 28.05.2020	
7.	Написання висновків	29.05.2020 - 02.06.2020	
8.	Подання роботи на рецензування	03.06.2020	
9.	Підготовка доповіді та презентації	04.06.2020 - 17.06.2020	
10.	Подання роботи до захисту	18.06.2020	

Студент

_____ **Н. О. Хлієв** _____
(підпис) (ініціали, прізвище)

Науковий керівник роботи

_____ **С. М. Пономаренко** _____
(підпис) (ініціали, прізвище)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка дипломної роботи за обсягом становить 47 сторінок, містить 8 рисунків. Для дослідження було використано 48 бібліографічних найменувань.

Метою роботи є дослідження впливу тиску палива на вході у камеру згоряння повітряного реактивного двигуна на економічність. Визначити методи за допомогою яких можна впливати на процес горіння авіаційного палива у циліндричній камері згоряння. Враховуючи складний характер процесу горіння, складність проведення експерименту, було виконано дослідження за допомогою комп'ютерного моделювання з використанням комерційного пакета ANSYS Fluent 19.2.

В результаті аналізу показано, що тиск палива на вході у камеру згоряння впливає на екологічність та економічність роботи двигуна. Також було продемонстровано, що зменшення внутрішнього діаметру камери згоряння впливає на економічність експлуатації та виробництва реактивних двигунів.

Ключові слова: *процес горіння, камера згоряння, реактивний двигун, авіаційне паливо, гас, повітря.*

SUMMARY

The diploma work explanatory message includes 47 pages of the text and 8 illustrations. At the problem modern state analysis, overall 48 references were used.

The aim of the work is to study the influence of fuel pressure at the inlet to the combustion chamber of an air jet engine on efficiency. Identify methods by which you can influence the combustion of aviation fuel in a cylindrical combustion chamber. Considering the complex nature of the combustion process, the complexity of the experiment, we used computer simulation using the software package ANSYS Fluent 19.2.

The result of the analysis is shown that the fuel pressure at the inlet to the combustion chamber affects the environmental friendliness and efficiency of the engine. It has also been shown that reducing the inner diameter of the combustion chamber affects the efficiency of operation and production of jet engines.

Key words: *combustion process, coal dust, reactor, methane, air.*

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ.	5
ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1. Вступ.	8
1.1. Горіння	8
1.2. Класифікація палива	8
1.3. Горіння краплі рідини	10
1.4. Горіння крапель розпиленого рідкого палива.	12
1.5. Взаємодія крапель палива у потоці	14
1.6. Компонентний склад авіаційного палива і термодинаміка суміші	17
1.7. Ініціюючі реакції	19
1.8. Повна схема хімічної кінетики	20
1.9. Висновки до розділу 1	22
РОЗДІЛ 2. Комп'ютерне моделювання горіння авіаційного палива	23
2.1. Моделювання процесів горіння	23
2.2. k-epsilon модель турбулентності	23
2.3. k-omega модель турбулентності.	25
2.4. Радіаційна передача тепла	26
2.5. Рух частинок	27
2.5.1. Підхід 1	27
2.5.2. Підхід 2	28
2.5.3. Підхід 3	29
2.6. Початкові умови	30
2.7. Випаровування.	31
2.8. Коефіцієнт поглинання.	32
2.9. Геометрична модель об'єкта дослідження	33
2.10. Вхідні параметри моделі	34
2.11. Висновки до розділу 2	35
РОЗДІЛ 3. Результати дослідження та їх аналіз.	36
3.1. Горіння авіаційного палива у камері згорання	36

3.2. Горіння авіаційного палива у камері згоряння із меншим внутрішнім діаметром	38
3.3. Висновки до розділу 3	41
ВИСНОВКИ.	42
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	43

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ

Латинські символи:

c — теплоємність;

H — ентальпія;

S — ентропія;

k — кінетична енергія турбулентності;

M — молярна маса;

\dot{m}_k — середня швидкість реакції;

P — абсолютний тиск;

p — парціальний тиск;

R — універсальна газова стала;

T — абсолютна температура;

W — енергія;

J — потік енергії;

u, v, w — компоненти швидкості;

x, y, z — координатні осі;

r — довжина радіуса;

Y_i — масова концентрація.

Грецькі символи:

α — коефіцієнт надлишку повітря;

λ — коефіцієнт теплопровідності;

μ — динамічна в'язкість, Н·с/м²;

ρ — густина, кг/м³.

На сьогоднішня неможливо собі уявити сучасний технологічний світ без процесу горіння. Близько 70 % всієї енергії, що виробляється в даний час в світі, припадає на паливну енергетику. Близько 95 % транспорту працює за допомогою цього процесу. І складно собі уявити літак, у якого двигуни працювали б не на вуглеводному паливі.

Процеси горіння використовуються в багатьох видах транспорту: автомобілі, тепловози, судна, літаки та ін. Всі останнім часом бачать активний вплеск різних електрокарів, тепловози замінюються на електровози, а судна працюють від сонячних батарей. Але створити реактивний двигун для звичайного літака, що працював би виключно за допомогою електроенергії на даний момент практично неможливо. Тому людство створює все нові й нові методи покращення звичайних реактивних повітряних двигунів. Збільшують їх надійність, економічність та, звичайно ж, екологічність.

Для того, щоб створити "ідеальний" двигун треба врахувати дуже велику кількість різних факторів. В тому числі саме яким чином буде спалюватись авіаційне паливо у цьому двигуні. Обрахувати цей процес на практиці дуже складно, а іноді й неможливо, тому що на кону стоїть не тільки дуже дорога техніка, а й людські життя. Саме з цієї причини останнім часом дуже активно розвиваються різні методи комп'ютерного моделювання таких процесів, що враховують дуже велику кількість різних факторів.

ВСТУП

1.1. Горіння

Процес горіння невід’ємна частина людського життя. Він використовується в усіх сферах людського життя. З точки зору фізики, горіння це швидкий фізико-хімічний окислювально-відновний процес з виділенням тепла [43].

Горіння є окисно-відновною реакцією. Окисно-відновна реакція це - хімічна реакція, яка відбувається із зміною ступеня окиснення атомів, що входять до складу реагентів, і реалізується перерозподілом електронів між атомом-окисником та атомом-відновником. Реагенти це — речовини, що вступають у хімічну реакцію. Продукти реакції це — нові речовини, які утворюються внаслідок реакції. Окисники — речовини, які в ході хімічної реакції здатні отримувати електрони від відновника. Відновник — сполука, до складу якої входять атоми, що під час хімічної реакції віддають електрони.

При горінні реагенти можуть перебувати в різних агрегатних станах: рідкому, твердому, газоподібному. Тому все безліч горючих сумішей можна розділити на гомогенні системи (однофазні) і гетерогенні (багатофазні).

Для виникнення горіння необхідна наявність наступних компонентів: горючої речовини, окислювача та джерела запалювання. Необхідно, щоб горюча речовина була нагріта до певної температури і знаходилась у відповідному кількісному співвідношенні з окиснювачем, а джерело запалювання мало необхідну енергію для початкового імпульсу (запалювання).

1.2. Класифікація палива

Речовини, здатні в процесі будь-яких перетворень виділяти енергію, яка може бути технічно використана, прийнято називати паливом. Залежно від принципу звільнення енергії, що полягає в паливі, розрізняють ядерну і хімічне

паливо. Ядерне паливо виділяє енергію в результаті ядерних перетворень, а хімічне - в результаті окислення горючих елементів, що входять до його складу [46].

За способом отримання розрізняють природне паливо, штучне паливо і паливні відходи. Залежно від агрегатного стану паливо поділяють на тверде, рідке і газоподібне.

В більшості реактивних двигунів зазвичай використовується рідке паливо. Природним рідким паливом є сира нафта. Вона являє собою суміш рідких вуглеводнів різного складу, в яких можуть бути розчинені тверді вуглеводні.

Гас — фракція нафти, що википає в основному в інтервалі температур $200 \div 300^{\circ}\text{C}$. Реактивне паливо, паливо для авіаційних реактивних двигунів - це як правило, гасові фракції, одержувані прямою перегонкою з малосірчистих і сірчистих типів нафти. В даний час прямоперегонного авіаційного палива мало, широко застосовується гідроочищення і добавка присадок.

Для описання експлуатаційних властивостей ракетних палив в більшості випадків використовують наступні характеристики: випаровуваність, горючість та термоокислювальна стабільність.

Випаровуваність - одне з найважливіших експлуатаційних властивостей реактивних палив. Вона характеризує швидкість утворення горючої суміші палива і повітря і тим самим впливає на повноту і стабільність згорання [45].

Горючість є досить важливою експлуатаційною властивістю реактивних палив. Вона оцінюється наступними показниками: питомою теплотою згорання, щільністю, висотою полум'я.

Термоокислювальна стабільність характеризує схильність реактивних палив до окислення при підвищених температурах з утворенням опадів і смолистих відкладень.

1.3. Горіння краплі рідини

Одним з найважливіших процесів горіння є горіння краплі рідини. Розглянемо горіння краплі рідини в замкненому середовищі з повітрям (камера згоряння палива).

При аналізі монопаливним системи, з одного боку, враховується перенесення маси одного реагенту з виділенням тепла по всьому газовому середовищі [19]. З іншого боку, процес характеризується перенесенням маси двох реагентів, взаємно розсіюються в протилежних напрямках. Один з цих реагентів знаходиться на поверхні краплі, в той час як інший перебуває в газовій фазі на нескінченному відстані щодо рідкої сфери. В результаті екзотермічної хімічної взаємодії між двома компонентами на деякій відстані від кордону розділу рідина-пар утворюється диффузійне полум'я. Енергія, необхідна для випаровування рідкого реагенту, поставляється за рахунок тепла, яке передається з зони полум'я. У той же час висота і ширина зони полум'я визначаються фізичними характеристиками і хімічною кінетикою.

Динаміка рідини може бути виражена за допомогою гідродинамічних рівнянь. Модель заснована на наступних припущеннях [19]:

- Реагенти виділяють газоподібні продукти в результаті екзотермічної реакції зі швидкістю, яка визначається хімічною кінетикою.
- Джерелом одного реагенту є рідка поверхня в точці кипіння, а іншого знаходиться в газовій фазі на нескінченній відстані.
- Тепло, що виділяється в результаті хімічної реакції, відводиться за рахунок теплопровідності і масопереносу, тобто випромінюванням і термодифузії нехтують.
- питома теплоємність системи вважаються незалежними від температури і складу.

Паливо та повітря реагують в стехіометричних пропорціях. Газова фаза складається з парів палива, окислювача, продуктів згоряння. Теплообміном завдяки випромінювання нехтуємо.

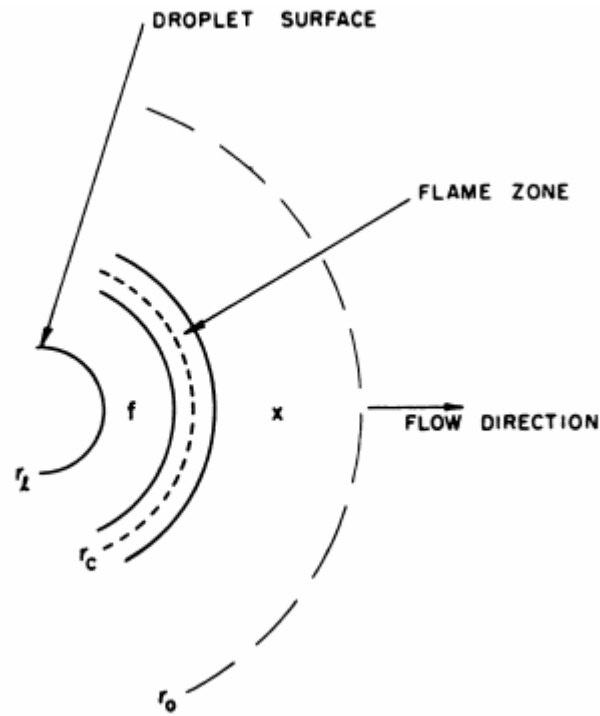


Рис. 1.1. Модель краплі, що горить [19]

Після потрапляння краплі в нагрітий окислювач відбувається її прогрів, випаровування, дифузія парів і хімічна реакція. Оцінка часу прогріву до рівноважної температури показує, що ця величина значно менше повного часу випаровування краплі. Через цей час концентрація парів на поверхні краплі, і її температура встановлюються і далі не змінюються. Тому для теоретичного опису явища випаровування (горіння) скористаємося квазістаціонарних (рівноважної) моделлю випаровування в наближенні плівки, на кордоні якої температура дорівнює температурі середовища, значно більшою, ніж рівноважна температура краплі.

Рівняння теплопровідності і дифузії містять член, який визначає джерело і стік тепла і маси за рахунок хімічної реакції. Рівняння теплопровідності має вигляд:

$$c_p J \frac{dT}{dr} = \frac{\partial}{\partial r} (\lambda 4\pi r^2 \frac{dT}{dr}) + 2\pi r q W \quad (1.1)$$

Швидкість згорання краплі обраховується наступним чином:

$$\frac{dT}{dr} = \rho D r_s \ln(1 + B_q) \quad (1.2)$$

Параметр сполдінга:

$$B_q = \frac{c_p(T_{inf} - T_0) + \frac{H}{S}Y_{Oxinf}}{h_{vap}} \quad (1.3)$$

Легко можна побачити, що швидкість згоряння краплі рідини залежить від характеристик окисника та самого палива, а також від розміра краплі. Припустимо, що нам відомі коефіцієнт дифузії, густини та концентрації, та ці величини є постійними. Тоді залежність буде виключно від радіусу краплі.

Час вигорання краплі обраховується наступним чином:

$$\tau = \frac{r_0^2 \rho}{2 \frac{\lambda}{c_p} \ln(1 + B_q)} \quad (1.4)$$

Час повного вигорання краплі, за умов постійних характеристик речовин, також залежить виключно від радіуса самої краплі.

Радіус фронту горіння обраховується наступним чином:

$$r_f = r_s \frac{\ln(1 + B)}{\ln\left(\frac{1+s}{s}\right)} \quad (1.5)$$

1.4. Горіння крапель розпиленого рідкого палива

Вплив розміру крапель на швидкість горіння рідких палив було вивчено декількома дослідниками до теперішнього часу [7]. Експерименти [18] з використанням монодисперсних тетралін-повітряних аерозолів показали, що ламінарна швидкість горіння в аерозолях з дуже маленькими краплями менша за швидкість горіння в порівнянних аерозолях з більш великими краплями. Крім того, дуже маленькі краплі, мабуть, повністю випаровуються вище по потоку від фронту полум'я, таким чином, даючи полум'ю попередньо змішаний вид, в той час як великі краплі горять в дифузійному полум'ї навколо рідкої фази, таким чином, даючи полум'ю вид «щіткового» типу. На жаль, співвідношення повітря-паливо в експериментах[1] не було постійним в широкому діапазоні діаметрів крапель, необхідних для знаходження критичного

діаметра для максимальної швидкості горіння при постійному співвідношенні повітря-паливо.

При спалюванні розпорошеного рідкого палива в різних пристроях визначальну роль відіграє кінетика горіння крапель в середовищі окислювача, розведеного інертним газом і продуктами горіння. Розпорошене паливо створює полідисперсну систему крапель, тому кінетика горіння повинна розглядатися як усереднення по функції розподілу характеристик системи [48].

Кількісна інтерпретація переходу від гетерогенного до гомогенного горіння в аерозолі і супутнього впливу на швидкість горіння повинна враховувати відносні величини з характерною затримкою запалювання і часом горіння для окремих крапель. Згідно приблизним аналізом [6], очікується, що при переході від гетерогенного до гомогенного згоряння в аерозолі в залежності від властивостей різних паливних окислювальних систем швидкість горіння зростає і зменшується. У [13] показано, що використання кількох різних часів затримки запалювання для крапель, показує на те, як процес переходу може привести до максимального значення розрахованої швидкості горіння при зменшенні діаметра краплі, при постійному співвідношенні повітря і палива. Посилання [11] і [22] включають обговорення можливого зменшення співвідношення повітря-паливо при зменшенні розміру частинок в межі недостатньої кількості кисню для поширення полум'я.

Основною проблемою горіння розпиленого палива є те, що воно не встигає повністю вигоріти. Це пов'язано з тим, що краплі подаються у камеру згоряння з форсунок з певною швидкістю, і потім виходять у навколишнє середовище. За час, який вони перебувають у камері згоряння вони не встигають повністю вигоріти. Саме тому проблема недогорання крапель палива є актуальною.

Основними методами вирішення цієї проблеми є збільшення розмірів камери згоряння, та зменшення радіусу крапель палива. збільшення розмірів камери згоряння за собою веде збільшення кількості окисника, який в свою чергу більше забирає тепла. Зменшувати розміри краплі не завжди можливо з технічних причин.

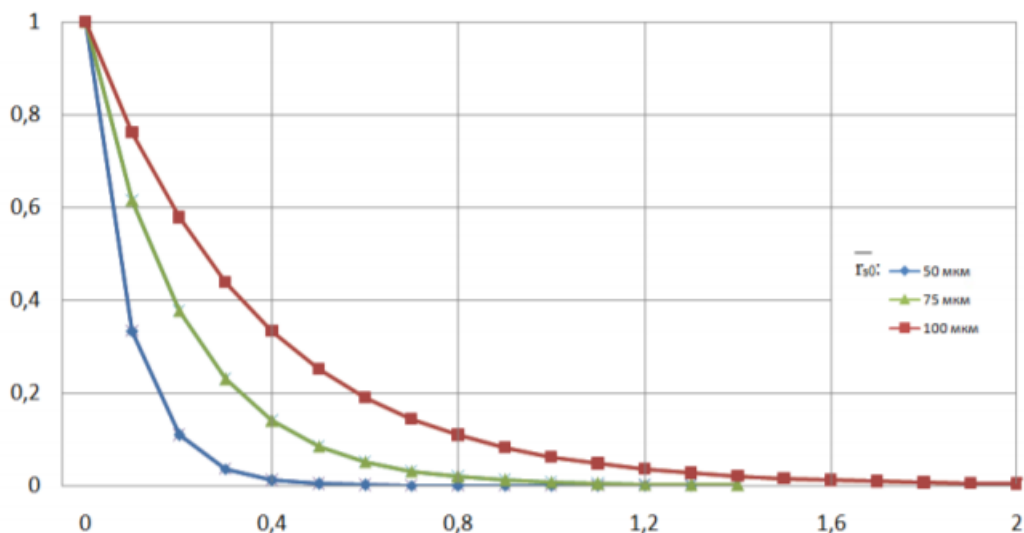


Рис. 1.2. Залежність частки недопаленої суміші (по вертикалі) від довжини камери (по горизонталі) для крапель з різним діаметром [42]

1.5. Взаємодія крапель палива у потоці

Традиційно в дослідженнях займання і згоряння крапель палива використовувалися два абсолютно різних підходи [5]. Ці підходи включають: або дослідження одиночних ізольованих крапель, зазвичай в спокійній атмосфері, або глобальні дослідження бризок крапель. Для практичних пристроїв згоряння на рідкому паливі переважають щільні бризки крапель, і умови, в яких діють окремі краплі, можуть сильно відрізнитися від умов, які моделюються з однією краплею, особливо з причини взаємодії з краплями. Хоча прямі дослідження бризок крапель можуть включати ефекти взаємодії, цей глобальний підхід не завжди дає детальну інформацію про фізичні та хімічні процеси, які призводять до займання і згоряння крапель. Експерименти зі спалювання однієї краплі проводилися з використанням підтримуваних крапель, а також крапель, що попадають в середовище гарячого газу. У більшості експериментальних досліджень займання використовують поодинокі краплі [16] через

простоту експериментальної системи. Однак потенційна важливість взаємодії крапель робить необхідним отримання інформації про поодинокі краплі в масивах, що рухаються в контрольованому потоці гарячого газу.

У дослідженні [23] експериментальна система, аналогічна запропонованій в дослідженні [17], була адаптована для вивчення займання і горіння монодисперсних крапельних потоків, що рухаються по передбачуваній траєкторії в однорідній, стабільній і довгою середовищі горіння [24]. Ключовим елементом цієї експериментальної системи є генератор крапель, який подає потік моноразмерних крапель на обраних відстанях, наближаючись, з одного боку, до ізольованої краплі, а з іншого - до циліндричної нитки рідини. Конвективне поле для крапель ретельно контролюється з точки уприскування краплі, щоб дозволити використовувати високошвидкісні фотографічні методи для спостереження і вимірювання під час процесів випаровування і згорання. Вплив взаємодій крапель на час затримки запалювання розглядається як функція відстані між краплями, температури і швидкості середовища згорання, швидкості крапель і типу палива. Теоретичні моделі займання для граничних проміжків між краплями, представлених ізольованою сферичною краплею і циліндричним потоком рідини, використовуються для розуміння ступеня впливу можливих взаємодій крапель на час і положення займання.

Розгляд граничних випадків займання однієї ізольованої краплі і циліндричної нитки рідкого палива дозволяє досліджувати ступінь можливого впливу взаємодії на час і положення займання. Модель з однією краплею представлена в роботі [28]. Циліндрична модель була розроблена для обліку нерівномірного нагріву безперервної циліндрически-симетричною крапельною ниткою, що рухається відносно потоку гарячого газу. Передача тепла з гарячою газового середовища викликає підвищення температури палива, в той час як паливо випаровується на поверхні краплі. Передбачається, що пари палива дифундують в навколишню газову фазу без хімічного зміни або виділення енергії. Випаровування палива призводить до конвективному переносу маси в радіальному напрямку назовні від поверхні рідини.

В роботі [28] був запропонований певний критерій. Він заснований на загальному законі швидкості реакції Аррениуса. Формулюється він з точки зору того, що займання відбувається, коли концентрація критичного проміжної ланки, розветвляючогося (неідентифікованого), сягає критичної позначки в газовій фазі. На швидкість утворення цього проміжного речовини [16], впливає початковий тиск газової фази, температура і концентрації палива і кисню. Нарощування критичного проміжного з'єднання в кожній позиції в газовій фазі описується наступним рівнянням:

$$\psi(x, t) = \frac{X_i(x, t)}{X_{ic}} = \int_0^t K_1 P^{K_2} \varphi^{K_3}(x, t) \exp \left[-\frac{E}{RT_g(r, t)} \right] dt \quad (1.6)$$

де константи K_1 , K_2 , K_3 визначаються емпірично, а відношення еквівалентності визначається наступним чином:

$$\varphi(x, t) = (OF) \frac{\omega_f(x, t)}{\omega_{O_2}(x, t)} \quad (1.7)$$

Зміна $\psi(x, t)$ описує тенденцію до займання. Протягом часу займання крапель рідини температура і склад газового середовища в околиці рідини є функціями температури поверхні рідини, яка зростає з часом. Оскільки перенесення теплоти всередині газу є швидким, то теплопровідність всередині рідини можна обрахувати за допомогою квазістаціонарного наближення. Температура рідини змінюється за законом:

$$\rho_l c_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla(k_l \nabla T_l) \quad (1.8)$$

для $0 \leq r \leq a$, де a — радіус сферичної краплі. Це рівняння має вирішуватися з урахуванням наступних граничних умов:

$$\frac{\partial T_l}{\partial r}(0, t) = 0 \quad (1.9)$$

$$k_l \frac{\partial T_l}{\partial r}(a, t) + \frac{\dot{m}_f L}{S} = k_g \frac{\partial T_g}{\partial r}(a, t) \quad (1.10)$$

Передбачається, що пари палива на поверхні краплі знаходяться під тиском насичення, відповідним температурі поверхні краплі. Використовуючи рівняння Клаузіуса - Клапейрона, масова частка парів палива на поверхні краплі може бути пов'язана з температурою поверхні краплі наступним виразом:

$$\omega_f = \frac{M_f}{M_m} \exp \left[\frac{LM_f}{R} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \quad (1.11)$$

1.6. Компонентний склад авіаційного палива і термодинаміка суміші

Компонентний склад гасу залежить від вихідного складу нафти, що переробляється, а також від нафтохімічних процесів, що застосовуються при її переробці. Гас складається в основному з аліфатичних граничних вуглеводнів (парафінів), аліциклічних вуглеводнів (нафтенів) і ароматичних вуглеводнів (аренів). У гасі присутні також різні домішки у вигляді сполук кисню, азоту та сірки, вміст яких в гасі невелика, але в ряді випадків вони можуть негативно позначатися на експлуатаційних властивостях палива [47].

Типовими представниками лінійних граничних вуглеводнів в компонентному складі гасу є n-декан ($n - C_{10}H_{22}$) і n-додекан ($n - C_{12}H_{26}$). Граничні вуглеводні з розгалуженим ланцюгом представлені в основному 3-октаном ($i - C_8H_{18}$). Аліциклічні вуглеводні присутні в основному у вигляді моноцикліческих з'єднань таких, як циклогексан ($cy - C_6H_{12}$) і метілциклогексан ($CH_3cy - C_6H_{11}$). Вміст ароматичних вуглеводнів в гасі обмежується в зв'язку з їх підвищеною схильністю до утворення нагару. Найбільшу концентрацію з них мають толуол ($CH_3 - C_6H_5$) і етилбензол ($C_2H_5 - C_6H_5$) [44].

В останні роки робляться численні спроби по розробці однокомпонентних і багатоконпонентних сурогатних палив з відповідними детальними кінетичними механізмами, що моделюють горіння авіаційного гасу (див., наприклад, [35] [20]). Зокрема, запропонована в роботі [27] сурогатна суміш, яка використовується для розрахунку займання синтетичного гасу, складається

з 17% 2,7-діметілоктана, 32% 2-метілдекана, 15% n-пропілціклогексана і 36% n-декана.

В [39] проаналізовано літературні дані з моделювання горіння авіаційного гасу різними сурогатними сумішами в різних умовах проведення процесу. Результати порівняльного аналізу показали, що в якості однокомпонентного сурогатного палива, досить добре описує займання авіаційного гасу, можна використовувати n-декан. У даній роботі використовується спрощений механізм горіння n-декана [39], побудований на основі детального кінетичного механізму [15] після виключення з нього низькотемпературних хімічних реакцій окиснення аліфатичних вуглеводнів і реакцій окиснення бензолу.

Для розрахунку теплових ефектів в камері згорання, а також для обчислення констант швидкостей зворотних хімічних реакція потрібна інформація по термодинамічних властивостях індивідуальних хімічних компонентів реагує суміші. Добре себе зарекомендували при розрахунку різних високотемпературних процесів термодинамічні дані NASA [2], в яких термодинамічні функції індивідуальних компонентів представляються у вигляді семічленну поліномів від температури, що дають гарну апроксимацію в інтервалі температур від 150 до 3000 К. Семічленну поліноми NASA [2] використовуються для обчислення теплоемкостей C_p^0 , ентальпій H_T^0 і ентропій S_T^0 індивідуальних компонентів хімічно реагує системи, а також констант рівноваги k_c хімічних реакцій як функцій температури. Відповідні формули мають вигляд:

$$\frac{C_p^0}{R} = a_1 + a_2T + a_3T^2 + a_4T^3 + a_5T^4 \quad (1.12)$$

$$\frac{H_T^0}{RT} = a_1 + \frac{a_2T}{2} + \frac{a_3T^2}{3} + \frac{a_4T^3}{4} + \frac{a_5T^4}{5} + \frac{a_6}{T} \quad (1.13)$$

$$\frac{S_T^0}{R} = a_1 \ln T + a_2T + \frac{a_3T^2}{2} + \frac{a_4T^3}{3} + \frac{a_5T^4}{4} + a_7 \quad (1.14)$$

$$\frac{G_T^0}{RT} = \frac{H_T^0}{RT} + \frac{G_T^0}{R} \quad (1.15)$$

Ентальпія H_T^0 пов'язана з ентальпією утворення H_{298}^0 співвідношенням:

$$H_T^0 = H_{298}^0 + \int_{298}^T C_P^0 dT \quad (1.16)$$

Термодинамічний потенціал Гіббса $\frac{0}{T}$ можна використовувати для обчислення константи рівноваги хімічної реакції наступним чином:

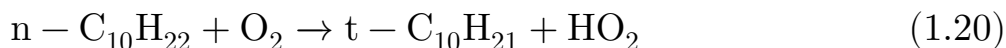
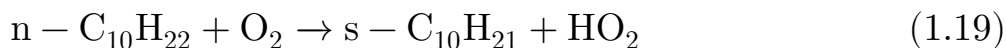
$$K_c = (RT)^{-\Delta\nu} e^{\Delta W} \quad (1.17)$$

$$\Delta W = \Delta a_1 (\ln T - 1) + \frac{\Delta a_2 T}{2} + \frac{\Delta a_3 T^2}{6} + \frac{\Delta a_4 T^3}{12} + \frac{\Delta a_5 T^4}{20} - \frac{\Delta a_6}{T} + \Delta a_7 \quad (1.18)$$

Де $\Delta\nu$ — зміна числа молей в хімічній реакції, $\Delta a_i = \sum \nu_j a_{ij}$ — зміна коефіцієнтів a_i . Підсумовування проводиться по всіх реагентах і продуктах реакції зі стехіометричними коефіцієнтами ν_j , які є додатними для продуктів реакції і від'ємними для реагентів.

1.7. Ініціюючі реакції

Відповідно до наявних кінетичними схемами високотемпературного розкладу *n*-декана, високотемпературне окислення молекули *n*-декана ініціюється реакцією її взаємодії з молекулою O_2 з утворенням відповідного децилового радикала і радикала H_2O [15]. Внаслідок симетричності молекули *n*-декана можуть утворюватися п'ять різних децилових радикалів, у тому числі найбільш стійким є втордециловий радикал $s - C_{10}H_{21}$. Велика ступінь стійкості втордецилового радикала обумовлена єдиним каналом розпаду цього радикала [26]. Слід також зазначити, що при температурах понад 1200 К час життя алкільних радикалів зменшується до 10^{-8} с. Тому при високих температурах внутрішній розподіл утворюються децилових радикалів стає неважливим. На підставі даних [31] розглядаються тільки два децилових радикала, що утворюються в реакції взаємодії *n*-декана з молекулою кисню



У молекулі *n*-декана є п'ять різних С-С зв'язків, розрив яких при високих температурах ініціює утворення різних вуглеводневих радикалів з меншою довжиною ланцюга. Відповідно до прийнятої в даній роботі кінетичної схемою горіння гасу [39], в число ініціюючих реакцій включені реакції високотемпературного розкладу *n*-декана з утворенням радикалів *n* – C₃H₇, *p* – C₆H₁₃, *p* – C₆H₁₃ і *p* – C₇H₁₅.

1.8. Повна схема хімічної кінетики

Реакції ініціювання, розглянуті в попередньому розділі, ведуть до утворення алкільних радикалів, які в подальшому зазнають розкладання на більш дрібні радикали і, в кінцевому рахунку, до утворення активних гідроксильних радикалів ОН. Представлена схема розкладання молекул *n*-декана справедлива для високотемпературного окиснення вихідного палива. Можна виділити основні класи реакцій в високотемпературному механізмі: (а) - мономолекулярний розпад молекули вихідного палива з утворенням двох алкільних радикалів або децилового радикала і атома Н; (б) - відщеплення атома Н від молекули вихідного палива при її взаємодії з радикалами ОН і атомами Н з утворенням децилового радикала, яке відіграє важливу роль, як при високих, так і в низьких температурах; (в) - β-розпад алкільного радикала з утворенням молекул олефіна і більш дрібного алкільного радикала; (г) - взаємодія алкільного радикала з молекулою кисню з утворенням олефіна і радикала НО₂ [44]. Розгалуження ланцюга при високотемпературному окисненні *n*-декана відбувається в реакції: $H + O_2 \rightarrow OH + O$.

У низькотемпературній області ($T \leq 850$ К) високі енергії активації, пов'язані з β-розпадом алкільних радикалів, роблять високотемпературну

частину механізму окислення *n*-декана повільнішою. У цих умовах найбільш важливою реакцією є приєднання до алкільного радикалу молекули O_2 з подальшим внутрішнім отщепленням атома Н (Н-здви́г), вторинним приєднанням молекули O_2 і розпадом утвореного аддукта. В кінцевому рахунку проблема окислення аліфатичних вуглеводнів і, в тому числі, *n*-декана зводиться до окислення нижчих алкільних радикалів (метилу і етилу) в підсистемах H_2 , O_2 , CO . Ця частина кінетичного механізму являє собою ліміт та відповідальна за подібність полум'їв всіх аліфатичних вуглеводнів. Повна схема хімічних реакцій, що описує окислення *n*-декана [12], наведена на рис. 1.3.

Кінетична модель процесу, що є частиною більш загальної газодинамічної моделі, повинна бути, з одного боку, максимально спрощена, а з іншого, досить точно моделювати поведінку хімічно реагуючої системи. У деяких випадках ідеальним є зведення кінетичного механізму до однієї або декількох брутто-стадій, навіть якщо така апроксимація діє в дуже вузькому діапазоні зміни параметрів процесу.

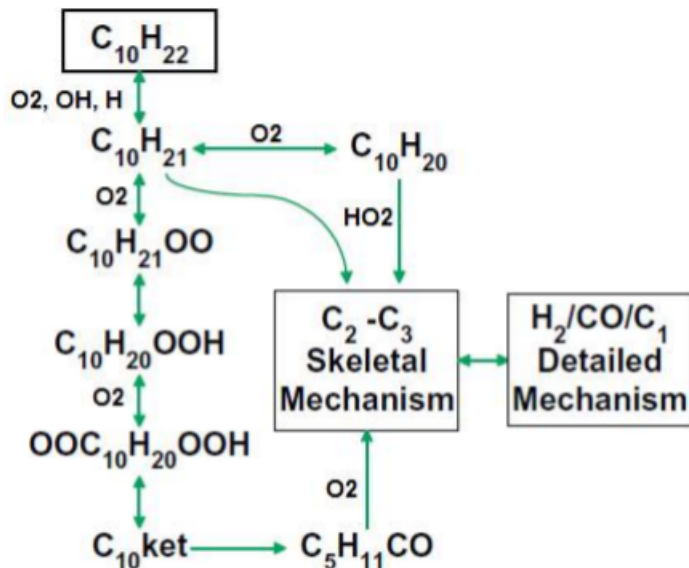


Рис. 1.3. Схема окислення *n*-декана в високотемпературній і низькотемпературній області [12]

1.9. Висновки до розділу 1

У літературному огляді було описано процес горіння рідкого палива у вигляді окремої краплі, та у вигляді потоку крапель. Також було описано ініціюючі реакції та повну схему кінетики горіння авіаційного палива.

Аналіз літературного огляду показав наскільки складним є процес горіння. Підбір параметрів та властивостей палива та окисника є дуже складним, та його треба проводити дуже ретельно.

Процес горіння залежить від дуже великої кількості факторів, наприклад: якісний та кількісний склад палива та окисника, середовище в якому відбувається процес горіння, початкові умови палива та окисника, та ін.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ГОРІННЯ АВІАЦІЙНОГО ПАЛИВА

2.1. Моделювання процесів горіння

Для опису переносу енергії використовується наступне рівняння:

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Y_k}{\partial x_i} = \frac{\partial J_i^k}{\partial x_i} + \dot{m}_k \quad (2.1)$$

де J_i^k - дифузійний потік. Для ламінарного та турбулентного режимів від обчислюється відповідно наступним способом:

$$J_i^k = -\rho D_{i,m} \nabla Y_i - D_{T,m} \frac{\nabla T}{T} \quad (2.2)$$

$$J_i^k = - \left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{S_{c_t t}} \right) \nabla Y_i - D_{T,m} \frac{\nabla T}{T} \quad (2.3)$$

де $D_{i,m}$ — коефіцієнт масової дифузії, $D_{T,m}$ — коефіцієнт теплової дифузії, $S_{c_t t}$ — турбулентне число Шмідта.

Зміна масової концентрації продуктів та реагентів хімічної реакції в певний момент часу обраховується наступним чином:

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \nabla (\rho u_i Y_k) = -\nabla J_i^k + R_i + S_i \quad (2.4)$$

2.2. k-epsilon модель турбулентності

Основним рівнянням гідродинаміки є рівняння Нав'є-Стокса:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\nabla \vec{V}) \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{V} \Delta \vec{V} - \overline{V_i V_j} \quad (2.5)$$

Ще одним важливим рівнянням є рівняння нерозривності:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho \vec{V}) \quad (2.6)$$

Одним із шляхів розв'язання рівняння Нав'є-Стокса є декомпозиція Рейнольдса. Вона передбачає, що будь-яку величину можна записати як суму її середнього значення і відхилення.

$$x_i = \bar{x}_i + x'_i \quad (2.6)$$

Рівняння нерозривності в компонентах має наступний вигляд:

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

Для усередненої швидкості:

$$\frac{\partial V'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.8)$$

В компонентах рівняння рівняння Нав'є-Стокса виглядає так:

$$\rho \frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_i V_j) = \rho g_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.9)$$

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.10)$$

Використовуючи декомпозицію Рейнольдса рівняння Нав'є-Стокса також можна записати в наступному вигляді:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} \right) = \rho \bar{g}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\sigma}_{ij} - \rho \overline{V'_i V'_j}) \quad (2.11)$$

Дане рівняння називається рівнянням Рейнольдса, де $\rho \overline{V'_i V'_j}$ — напруження Рейнольдса. Для того, щоб замкнути систему даних рівнянь треба провести зв'язок між напруженнями Рейнольдса і параметрами усередненого течії. Одним з припущень — є припущення Буссінеска, яке вводить динамічну в'язкість μ_t .

$$-\rho \overline{V'_i V'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.12)$$

В результаті деяких алгебраїчних перетворень отримуємо систему рівнянь (яка зокрема використовується в пакеті ANSYS Fluent):

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \overline{V_i}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_m + S_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \overline{V_i}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + G_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \end{cases} \quad (2.13)$$

де, G_k — кінетична енергія утворена за рахунок середнього градієнта швидкості, G_b — середня енергія утворена за рахунок плавучості, Y_m — внесок флуктуації до загальної швидкості:

$$Z_Y = 2\rho \varepsilon M_t^2 \quad (2.14)$$

де, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$, σ_ε — константи моделі, S_k , S_ε — початкові енергії, M_t — турбулентне число Маха. Турбулентна в'язкість задається наступним чином:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.15)$$

Найпоширенішою моделлю турбулентності RANS, застосовуваної для згоряння органічних палив, є $k - \varepsilon$ модель та її варіації. Моделі $k - \varepsilon$ забезпечують гарний розв'язок без зайвого часу на обчислення. Ця модель широко застосовується при спалюванні [14] [32].

2.3. $k - \omega$ модель турбулентності

Також існує $k - \omega$ модель турбулентності, що описує динамічну поведінку рідини лише двома рівняннями [41]:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} = \rho P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma_k \frac{\partial \rho k}{\partial x_j} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma \omega}{k} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma_\omega \frac{\partial \rho \omega}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\rho \sigma}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.17)$$

Існує багато різних теорій, що описують пошук констант даної моделі. Багато наближених методів широко використовуються на практиці.

2.4. Радіаційна передача тепла

Радіаційне перенесення тепла є домінуючим способом перенесення тепла в камері згорання. Випромінювання також відіграє значну роль у нагріванні частинок, займанні та горінні. Застосовують декілька методів опису радіаційної теплопередачі з різними ступенями наближення. Основні підходи наведено нижче:

- P1 модель [9]
- Метод дискретного перенесення випромінювання (ATRM) [1]
- DO модель

Модель P1 застосовується тоді, коли оптичний розмір середовища є великим. Модель випромінювання DO більш точна, і підходить для будь-якої оптичної товщини. Модель DTRM також підходить для великого діапазону оптичної товщини, але з меншою точністю, ніж модель DO [10].

В даній моделі потік речовини описується наступним співвідношенням:

$$q_r = -\frac{1}{3(a + \sigma_s) - \sigma_s} \nabla G \quad (2.18)$$

де, a — коефіцієнт поглинання, σ_s — коефіцієнт розсіювання, G — падаюче випромінювання, C — коефіцієнт лінійної-анізотропності. Якщо ввести нову змінну Γ :

$$\Gamma = \frac{1}{3(a + \sigma_s) - \sigma_s} \quad (2.19)$$

то співвідношення буде мати наступний вигляд:

$$q_r = -\Gamma \nabla G \quad (2.20)$$

G описується наступним способом:

$$\nabla(\Gamma \nabla G) - aG + 4an^2\sigma T^4 = S_G \quad (2.21)$$

2.5. Рух частинок

Для опису руху частинок газу буде описано декілька основних підходів. Кожен з них має як свої недоліки, так і переваги. Кожен з них треба використовувати для конкретної задачі.

2.5.1. Підхід 1

. Простий підхід, що використовується в обчислювальній техніці визначається наступним чином. Опис динаміки рідини для прогнозування спільного згорання припускає сферичну форму частинок [40] як для вугілля, так і для рідких палив. Передача імпульсу між газом і твердими частинками представлена коефіцієнтом опору C_D [38]. Рівняння руху частинки, що рухається в довільному потоці задається наступним чином:

$$m_p \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F} \quad (2.22)$$

У цьому рівнянні m_p — маса частинок, $\vec{V} = \{V_x, V_y, V_z\}$ — вектор швидкості переносу центра мас частинок у інерційній системі відліку, і $\vec{F} = \{F_x, F_y, F_z\}$ — сили, що діють на частинку.

Сили, що розглядаються в даному випадку: сили опору і сили тяжіння. Наведене вище рівняння руху набуває вигляду:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = F_D(\vec{U} - \vec{V}) + \frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} \vec{g} \quad (2.23)$$

де \vec{U} — швидкість фазової рідини, ρ_p — щільність частинок, ρ — щільність фази рідини і \vec{g} — вектор сили тяжіння. Де F_D виражено наступним чином:

$$F_D = \frac{Re_p C_D}{24} \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \quad (2.24)$$

де μ — динамічна в'язкість, d_p — діаметр частинок і Re_p — відносне число Рейнольдса, яке визначається як:

$$Re_p = \frac{\rho d_p}{\mu} |\vec{U} - \vec{V}| \quad (2.25)$$

Коефіцієнт C_D задається стандартним рівнянням [38] у кількох діапазонах числа Рейнольдса:

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p^2} \quad (2.26)$$

де a_1, a_2, a_3 — константи, які застосовуються до гладких сферичних частинок у декількох діапазонах Re , надані у наступній статі [38].

2.5.2. Підхід 2

Для передбачення наслідків зміни обрахунків зі зміною форми частинки (від сферичної) вводиться коефіцієнт f . Він визначається як відношення площі поверхні рівномірної за обсягом сфери до фактичної площі поверхні несферичної частинки. Сила опору, яка діє на несферичну частинку може бути подана у вигляді функції [3]:

$$C_D = \frac{24}{Re_{sph}} (1 + b_1 Re_{sph}^{b_2}) + \frac{b_3 Re_{sph}}{b_4 + Re_{sph}} \quad (2.27)$$

де b_1, b_2, b_3, b_4 — взяті з наступної статі [25].

Число Рейнольдса обчислюється як для сфери з певним діаметром, що має такий сам об'єм як і несферична частинка. Коефіцієнт f визначається як [3]:

$$f = \frac{s}{S} \quad (2.28)$$

де s — площа поверхні сфери, що має той самий об'єм, що і частинка, а S — фактична площа поверхні частинки.

2.5.3. Підхід 3

Для несферичної частинки велике значення набуває сила підйому, а гідродинамічні сили вносять крутний момент на частинку, оскільки центр тиску не збігається з центром маси. Тому потрібно враховувати обертання несферичної частинки. Рух частинок не сферичної форми включає в цьому випадку як перенос, так і обертання [29]. Маємо наступні рівняння:

$$m_p \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F} \quad (2.29)$$

$$I_x \frac{dw_x}{dt} = w_y w_z (I_y - I_z) = T_x \quad (2.30)$$

$$I_y \frac{dw_y}{dt} = w_z w_x (I_x - I_z) = T_y \quad (2.31)$$

$$I_z \frac{dw_z}{dt} = w_x w_y (I_x - I_y) = T_z \quad (2.32)$$

де $\vec{I} = \{I_x, I_y, I_z\}$, $\vec{w} = \{w_x, w_y, w_z\}$, $\vec{T} = \{T_x, T_y, T_z\}$ представляють інерційний імпульс відносно осей частинок, кутову швидкість частинки відносно осей частинок та крутні моменти, що діють на частинку.

Для точного моделювання руху частинок всі сили, які можуть бути важливими, враховуються в рівнянні балансу, що включає перенос несферичних

частинок, додатковий підйом через несферичність частинок і "віртуальну силу" (сила за рахунок відносно легких частинок біомаси), а також сили тяжіння та сили градієнта тиску [29].

$$\vec{F} = \frac{1}{2}C_D\rho_f S_{eff1} |\vec{U} - \vec{V}| (\vec{U} - \vec{V}) + A(\rho_p - \rho_f)\vec{g} + \frac{1}{2}\rho_f\vec{U} - \vec{V} \frac{d}{dt}(\vec{U} - \vec{V}) + \rho_f A \frac{D\vec{U}}{Dt} + \frac{1}{2}C_L\rho_f S_{eff2} \vec{z} \quad (2.32)$$

Де C_D , ρ_s , S_{eff1} , \vec{U} , ρ_p , C_L , S_{eff2} , \vec{z} представляють коефіцієнт опору, щільність рідини, площа частинок, нормальна до сили тягу, швидкість рідини в точці, займаній центром маси частинки, об'єм частинок, щільність частинок, коефіцієнт підйому, площа частинок, нормальною до сили підйому, і напрямок основної осі частинки в інерційній системі відліку.

Два коефіцієнти K_1 , K_2 — це функції рівного проєктованого діаметра кола. Re_p — число Рейнольдса для частинок:

$$Re_p = \frac{\rho_f d_p |\vec{U} - \vec{V}|}{\mu} \quad (2.33)$$

в якій d_p , μ являють собою діаметр сферичної частинки з рівним об'ємом і молекулярну в'язкість рідини відповідно.

В даний час прийняті моделі для прогнозування спалювання твердого та рідкого палива побудовані на припущенні щодо сферичної форми частинок, яке може відхилитися від реальності для великих частинок. Куля дає мінімум у співвідношенні поверхня-об'єм, що суттєво впливає як на рух, так і на іншу поведінку частинки [8].

2.6. Початкові умови

. Зазвичай моделі припускають еквівалентні сферичні частинки зі сталою температурою всередині частинок (ізотермічне припущення) [21]. Простий тепловий баланс (без будь-якої передачі маси) базується на пропорційності між

температурою частинок T_p , та конвективної теплопередачі та випромінювання на поверхні частинок [21].

$$m_p c_p P \frac{dT_p}{dt} = Q_c + Q_r \quad (2.34)$$

Де m_p — маса частинок, T_p позначає температуру частинки, c_p — питома теплота частинки. Q_c , Q_r — теплопередача за рахунок конвекції і випромінювання відповідно. Інертний нагрів застосовується, коли температура частинок T_p менше температури випаровування T_{var} .

2.7. Випаровування

Для імітації випаровування летючих речовин з твердої фази більшість моделей КФД при спільному згорянні припускають, що вся частинка ізотермічна і летючі речовини залишають частинку миттєво. Крім того, частинка палива розглядається як згущена система, яка ігнорує внутрішньочастинні тепло- та масопереносні ефекти.

Комплексний огляд моделей наведено в [4]. Найбільш використовуваними моделями при спалюванні є:

- Модель постійної швидкості: летючі речовини вивільняються з постійною швидкістю [25]. $-\frac{1}{m_{p,o}(1-f_{w,o})f_{v,o}} \frac{dm_p}{dt} + A_0$, $f_{v,o}$ — фракція летючих речовин, спочатку присутня в частинці, $m_{p,o}$ — початкова маса частинок і A_0 — константа швидкості яка визначається як частина входів для моделювання.
- Модель єдиної кінетичної швидкості: ця модель передбачає, що швидкість випаровування є першого порядку [37]: $\frac{dm_p}{dt} = k [m_p - (1 - f_{v,o})(1 - f_{w,o})m_{p,o}]$. Де k — кінетична швидкість, визначена попереднім експоненціальним фактором типу Арреніуса та енергією активації: $k = A e^{-\frac{E}{RT}}$, де R — універсальна константа газу. Константи швидкості, A і E наведено в [33].

2.8. Коефіцієнт поглинання

Коефіцієнт поглинання, як правило, оцінюється за допомогою моделі зваженої суми сірих газів (WSGGM) [34]. Таким чином визначається коефіцієнт поглинання як функція концентрації основних газів (H_2O , CO_2) та добутку їх часткового тиску на характерну довжину.

В моделях CFD для оцінки випромінювальної здатності газу використовується, так звана, 3-х зважена сума сірого газу [36]. У цій моделі передбачається, що газ складається з прозорого газу та трьох сірих газів без будь-якої залежності від довжини хвилі. Середній коефіцієнт поглинання суміші по довжині шляху визначається [30]:

$$a = \sum a_{\varepsilon,i}(T)(1 - e^{-k_i p_i s}) \quad (2.35)$$

$$\varepsilon = a_{\varepsilon,i}(T)(1 - e^{-k_i p_i s}) \quad (2.36)$$

Де $a_{\varepsilon,i}$ — питомий коефіцієнт викидів для сірого газу i , k_i та p_i — коефіцієнти поглинання і парціальний тиск поглинаючого газу відповідно.

Вагові коефіцієнти випромінювання, що використовуються у рівнянні — многочлени кореляції, задані у залежності від температури газу [30]:

$$a_{\varepsilon,i} = \sum b_{\varepsilon,i,j} T^{j-1} \quad (2.37)$$

Коефіцієнти поліноміальних кореляцій $b_{\varepsilon,i,j}$, та коефіцієнти поглинання сірого газу k_i , визначаються з експерименту, в яких парціальний тиск CO_2 складає біля 0, 1 атм, а співвідношення парціального тиску H_2O і CO_2 складає близько 1 — 2.

2.9. Геометрична модель об'єкта дослідження

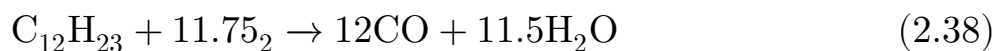
В якості об'єкта дослідження використовується камера згоряння циліндричної форми з внутрішнім діаметром 306 мм та довжиною 700 мм.

На вхід через велике сопло подається повітря, а через центральне мале сопло, діаметром 2 мм, подається реактивне паливо. Після змішування окисника з паливом починається горіння. Через отвір з протилежної сторони виходять продукти згоряння.

Моделювання процесу горіння виконувалося за допомогою студентської версії програми ANSYS FLUENT 19.2. Геометрія була побудована у DesignModeler 19.2.

З урахуванням того факту, що циліндр осесиметрична фігура, задача розв'язувалась тільки для одного сегмента циліндра.

Для опису моделі у ANSYS FLUENT 19.2 було підключено різні методи. Для опису переносу енергій було підключено метод ENERGY. Для опису ламінарної та турбулентної течії було підключено метод Viscous Model. В цьому методі було використано k-epsilon модель турбулентності. За радіаційне випромінювання відповідає P1 Model. Для опису горіння було підключено метод Species Transport, а саме Eddy-dissipation mode. В якості суміші використовується kerosene-air. Для опису хімічної кінетики було використано спрощенні реакції:



Метод Boundary Conditions було використано для того, щоб задати граничні умови. Розрахункова сітка зображена на рис 2.1. Сітка має однакову густину по всій області розрахунку. Вона має 11604 вузла та 23494 елемента.

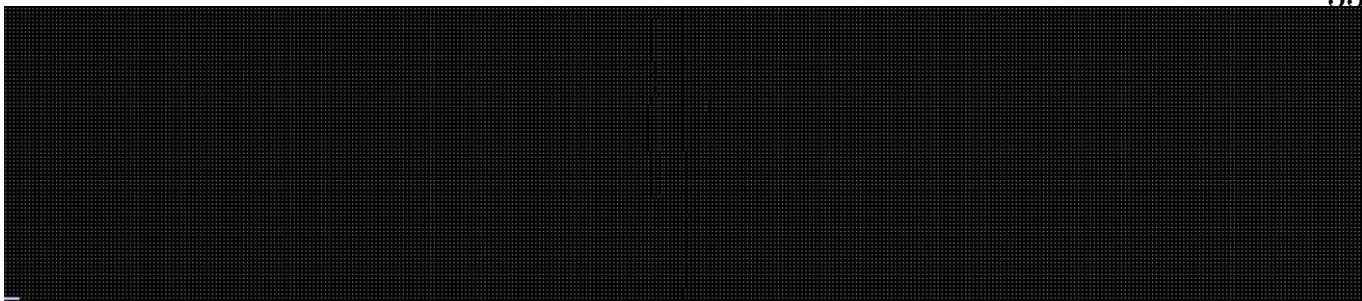


Рис. 2.1. Розрахункова сітка

2.10. Вхідні параметри моделі

Основною величиною відносно якої було задано вхідні параметри моделі є масова концентрація реактивного палива, що віднесена до площі поперечного перерізу по довжині циліндра. В початковий момент (до подачі палива) вона складає 0 %.

В якості модельної речовини для реактивного палива була прийнята наступна речовина $C_{12}H_{23}$, що найбільш схожа за своїми фізико-хімічними властивостями реактивне паливо.

На вході через велике сопло поступає повітря з температурою 900 К та із тиском на вході 45 МПа. Даний тиск є оптимальним з точки зору конструктивних особливостей повітряних реактивних двигунів.

Температура палива, що поступає через мале сопло складає 350 К. Для дослідження повноти спалювання було обраховано моделі для п'яти варіантів тиску палива на вході у камеру згоряння: 60 МПа, 80 МПа, 100 МПа, 120 МПа, 140 МПа. Обраховувати моделі за тиску менше 60 МПа не має сенсу, оскільки за даної конструкції це мінімально можливий тиск при якому буде виділятися достатня кількість енергії при спалюванні для роботи двигуна у стандартному режимі.

В даній роботі було використано наступні константи k-epsilon моделі турбулентності: $c_\mu = 0.09$, $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$, $Pr_{TKE} = 1$, $Pr_{TDR} = 1.3$, $Pr_{energy} = 0.85$, $Pr_{wall} = 0.85$, $Sh = 0.7$.

2.11. Висновки до розділу 2

У даному розділі було описано та вибрано математичні моделі опису процесу горіння рідкого розпиленого палива.

Було розглянуто та обрано моделі початкових та граничних умови, що дуже сильно впливають на процес окислення.

Вхідні параметри моделі було обрано виходячи із реальних умов експлуатації реактивних двигунів.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ЇХ АНАЛІЗ

3.1. Горіння авіаційного палива у камері згоряння

Було змодельовано процес горіння реактивного палива при початковому тиску на вході: 60 МПа, 80 МПа, 100 МПа, 120 МПа, 140 МПа. Результати показали, що ефективність спалювання палива падає при підвищенні тиску на вході у камеру згоряння (рис. 3.1а). Температура газової суміші на виході практично не залежить від тиску палива на вході (рис. 3.1б).

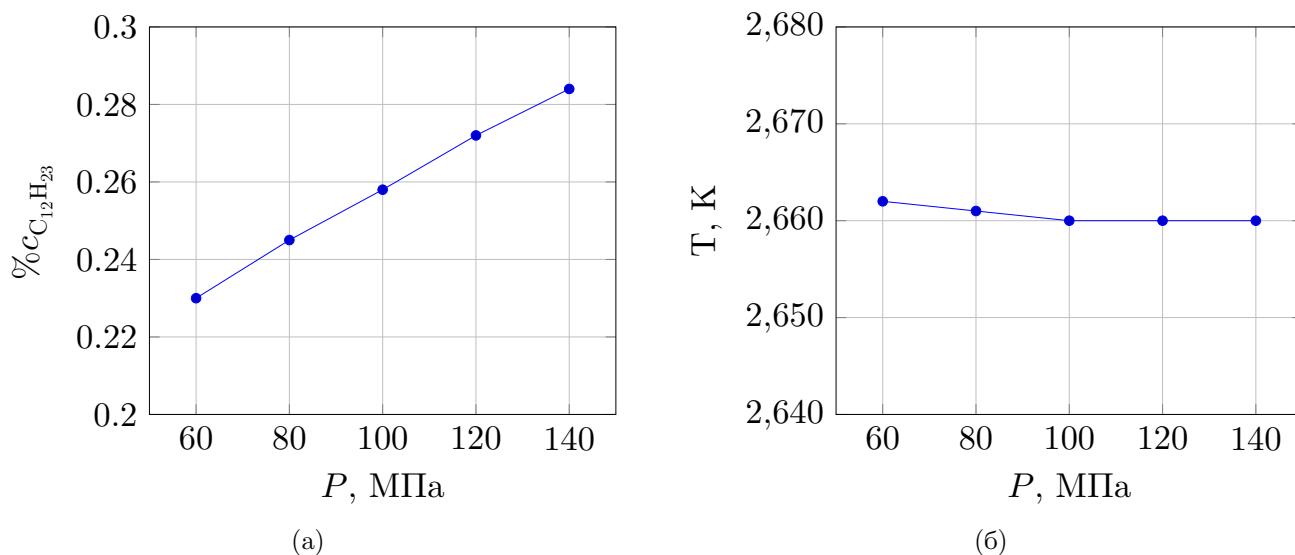
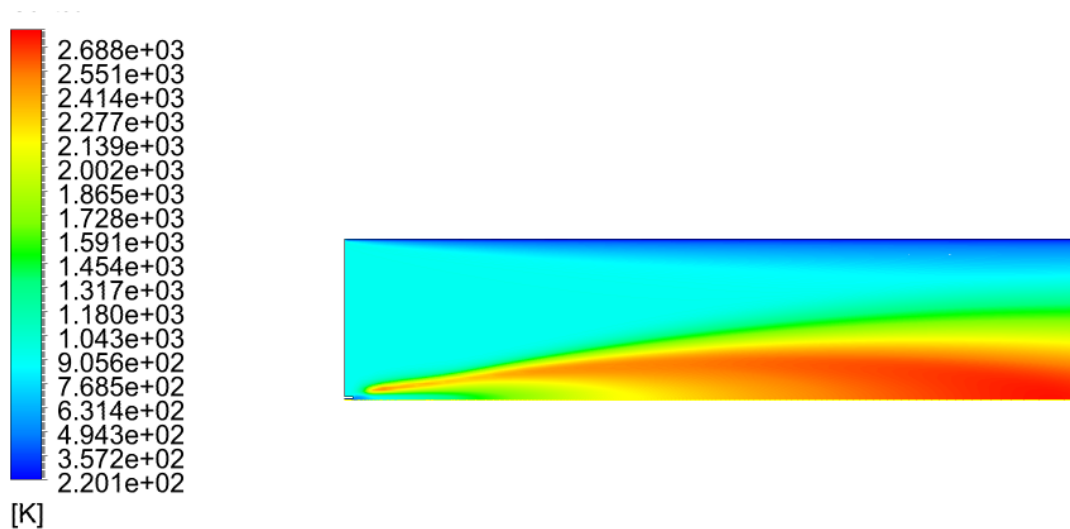


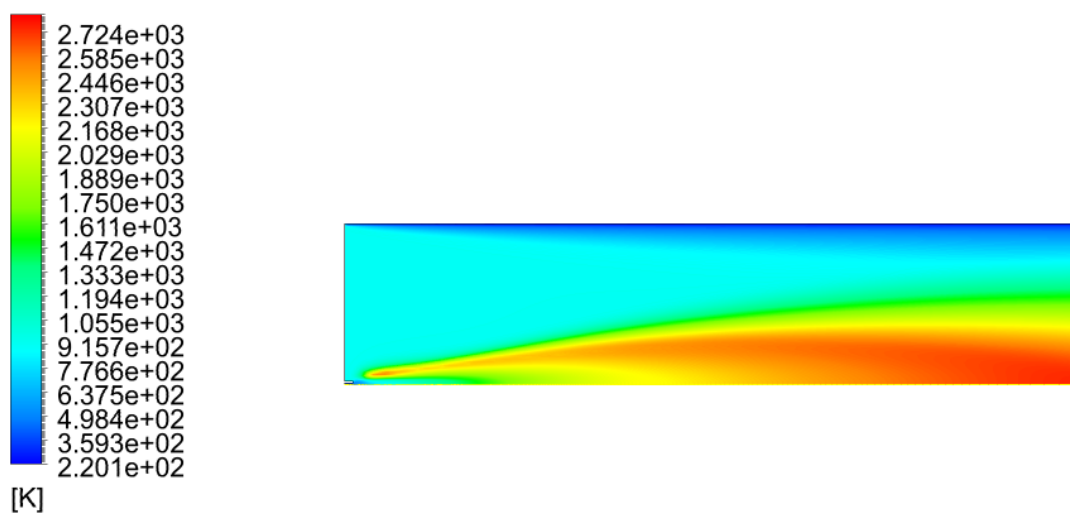
Рис. 3.1. Графік залежності масової частки (а) і температури (б) газової суміші від тиску палива на вході у камеру згоряння

На рис. 3.2а – 3.2д показано розподіл температур у камері згоряння.

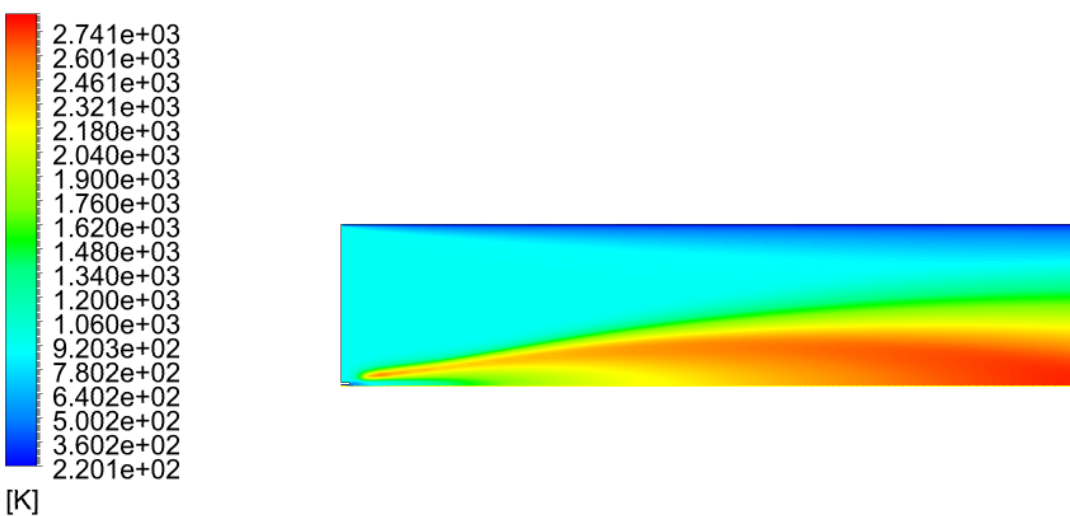
Як видно з з цих рисунків, збільшення тиску палива на вході у камеру згоряння навпаки негативно впливає на повноту його згоряння. Це говорить про недоцільність таких маніпуляцій. По-перше: збільшення тиску на вході більше навантажує форсунки подачі палива, що призведе до зменшення ресурсоємності двигуна. По-друге: такі операції потребують більших грошових вкладень на етапі виробництва самого двигуна.



(a) 60 МПа

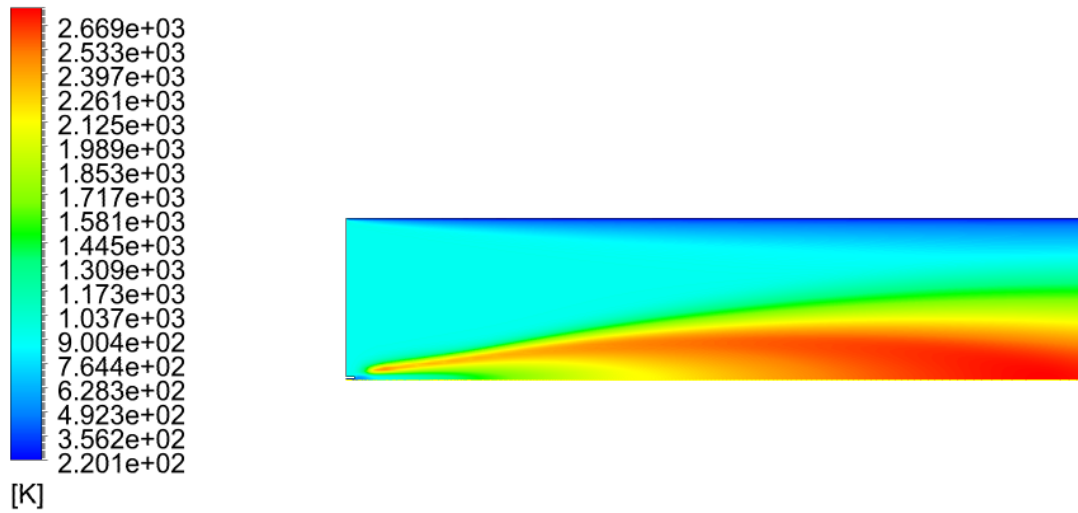


(б) 80 МПа

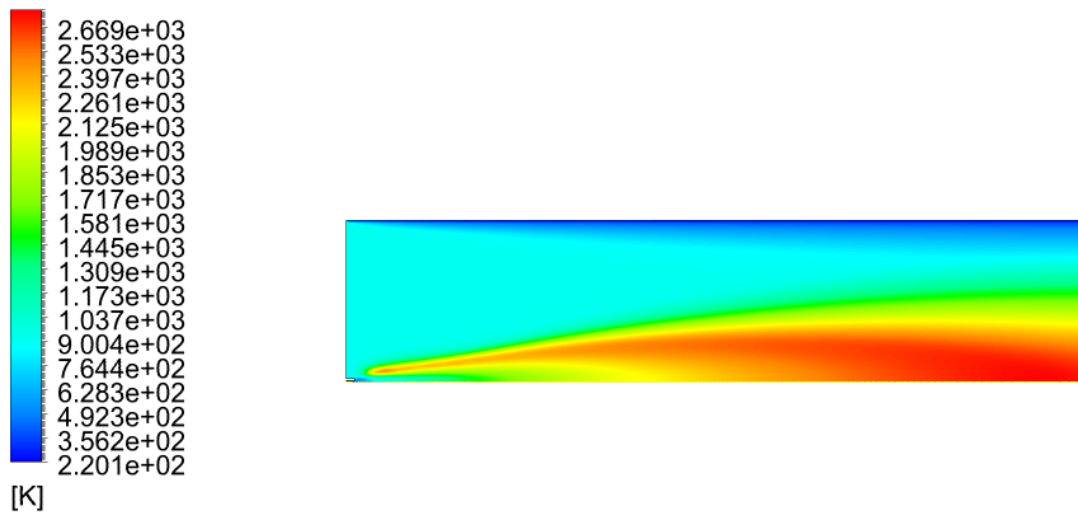


(в) 120 МПа

Рис. 3.2. Температурне поле для початкового тиску



(r) 140 МПа



(д) 140 МПа

Рис. 3.2. Температурне поле для початкового тиску

3.2. Горіння авіаційного палива у камері згоряння із меншим внутрішнім діаметром

Для збільшення ефективності двигуна не обов'язково змінювати виключно фізичні параметри речовин. Це можливо також тоді, коли змінюють його конструктивні параметри. Як видно з попередніх розподілів температур, об'єм повітря, що знаходиться біля стінок камери згоряння практично не вступає в реакцію. А навіть охолоджується за допомогою теплообміну зі стінкою.

Було зменшено внутрішній діаметр камери згоряння із 306 мм до 206 мм. Результати моделювання показали, що частка недоокисненого палива не збільшилась, а залишилась приблизно на тому самому рівні (рис. 3.3а). Те саме трапилось і з температурою суміші на виході з камери згоряння (рис. 3.3б).

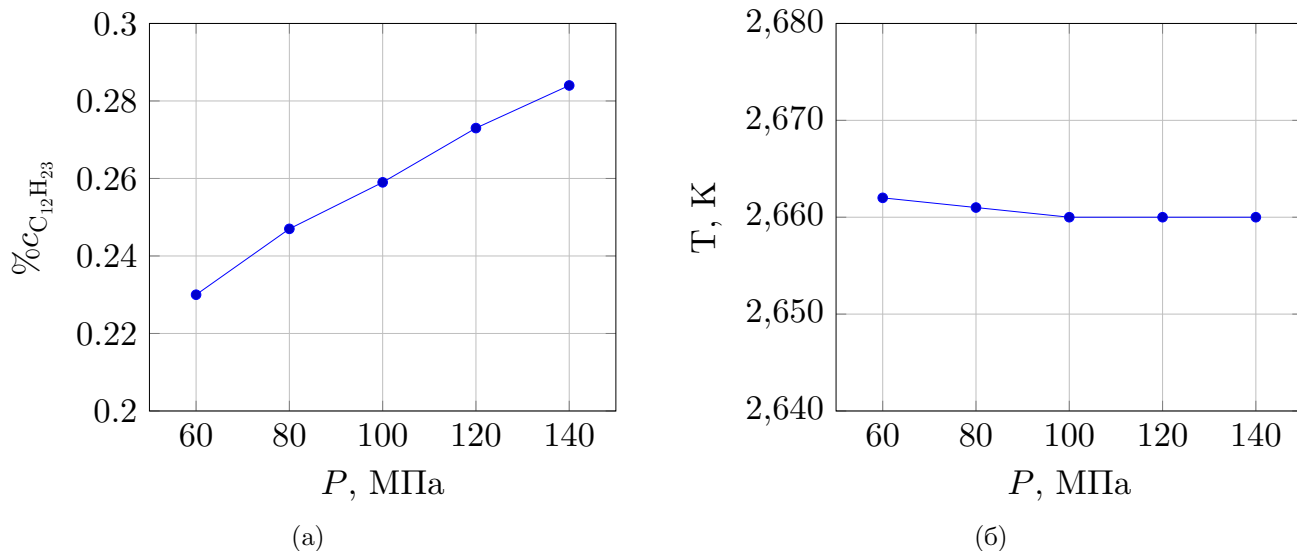


Рис. 3.3. Графік залежності масової частки (а) і температури (б) газової суміші від тиску палива на вході у камеру згоряння із мешним внутрішнім діаметром

На рис. 3.4 показано розподіл температур у камері згоряння із меншим внутрішнім діаметром.

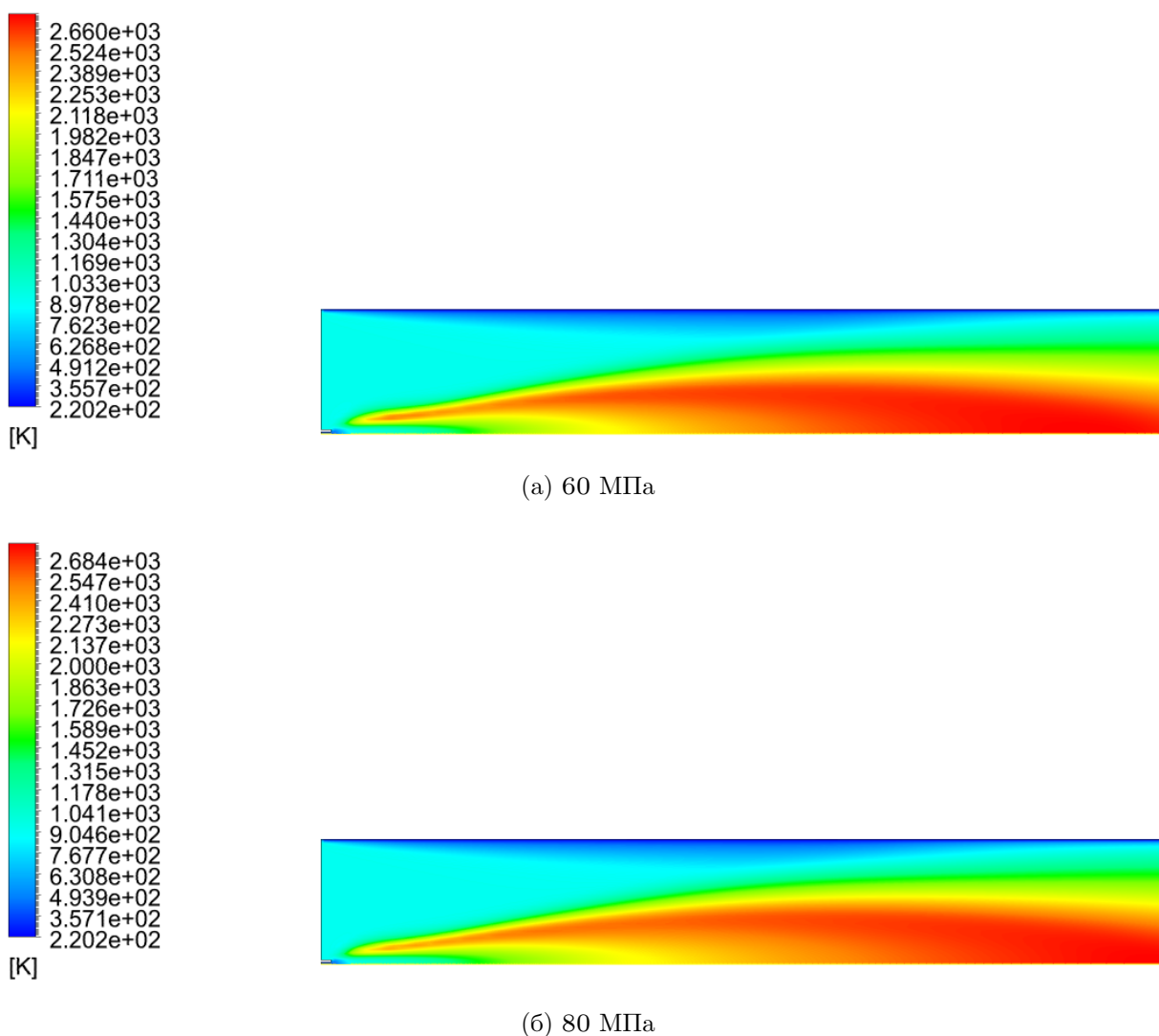
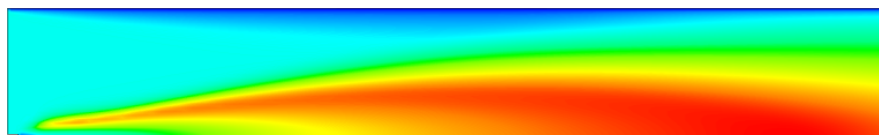
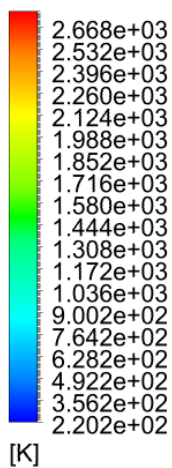
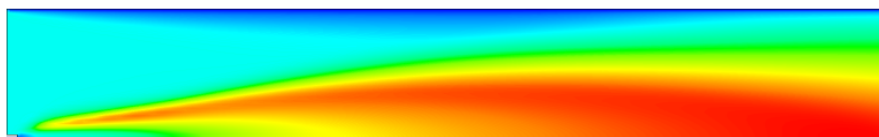
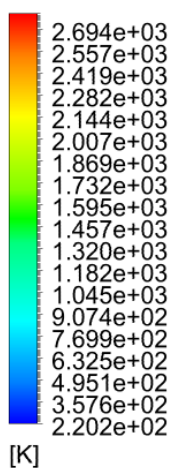


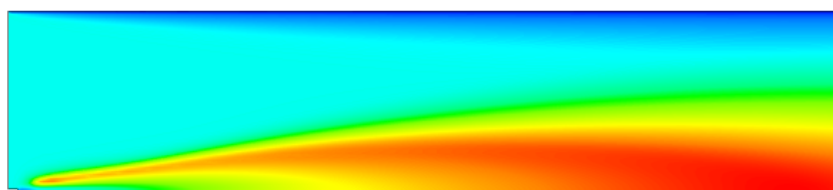
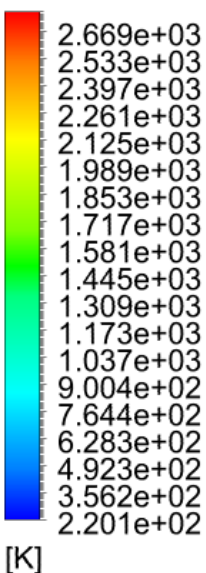
Рис. 3.4. Температурне поле для початкового тиску камері згоряння із меншим внутрішнім діаметром



(в) 120 МПа



(г) 140 МПа



(д) 140 МПа

Рис. 3.4. Температурне поле для початкового тиску камері згоряння із меншим внутрішнім діаметром

Як видно з рисунків, зменшення внутрішнього діаметру камери згоряння ніяк не впливає на повноту згоряння палива, та на температуру суміші на виході з камери згоряння. Це говорить про доцільність зменшення розмірів камери

згоряння. По-перше, це призведе до зменшення маси двигуна та самого літака, що позитивно вплине на витрату палива, та збільшить економічність двигуна. По-друге, це зменшить витрати на метал при виробництві двигуна, що так само позитивно, з економічної точки зору вплине на польоти літаків.

Результати також показали, що у випадку з меншим внутрішнім діаметром доцільним залишається подача палива у замеру згоряння при 60 МПа.

3.3. Висновки до розділу 3

Було досліджено процес горіння реактивного палива у камері згоряння турбореактивного двигуна.

Було виявлено, що збільшення тиску реактивного палива при його подачі у камеру згоряння впливає на повноту спалення палива. При збільшенні тиску, збільшується недоокиснення. При цьому швидкість газів на виході з камери згоряння практично не змінюється.

Це говорить про недоцільність збільшення тиску подачі палива у камеру згоряння. Оптимальним залишається подача палива при 60 МПа на вході, що дозволяє максимально економічно його використовувати.

Було виявлено, що зменшення внутрішнього діаметру камери згоряння із 153 мм до 103 мм ніяким чином не впливає ні на повноту окиснення палива, ні на температуру суміші при виході з камери згоряння.

Це говорить про доцільність зменшувати внутрішній діаметр камери згоряння, що в свою чергу призведе до зменшення маси літака, та зменшенню витрат на виробництво двигунів.

ВИСНОВКИ

Метою роботи було дослідження впливу тиску палива на вході у камеру згоряння на повноту його окислення. Було змодельовано процес горіння авіаційного палива в циліндричній камері згоряння, за допомогою програмного комплексу ANSYS Fluent, проведено чисельне моделювання горіння суміші газу та повітря, знайдено оптимальний тиск та геометрично вигідний внутрішній діаметр камери згоряння.

Аналіз літератури показав, що процеси горіння надзвичайно складні та потребують складних математичних моделей та наближень. Було розглянуто кінетику горіння авіаційного палива на прикладі $C_{12}H_{23}$.

Досліджено за допомогою пакету програмного комплексу ANSYS Fluent, що повнота згоряння палива зростає із збільшенням його тиску на вході у камеру згоряння в обох конструктивних випадках. Це є суттєвим фактором з економічної та екологічної точки зору.

Було показано, що зменшення внутрішнього діаметру камери згоряння ніяким чином не впливає ні на повноту окиснення палива, ні на температуру суміші при виході з камери згоряння. Це говорить про доцільність зменшувати внутрішній діаметр камери згоряння, що в свою чергу призведе до зменшення маси літака, та зменшенню витрат на виробництво двигунів.

1. A. B. A., Jamal N. Computational modeling of co-firing of biomass with coal under oxy-fuel condition in a small scale furnace // *Fuel*. — 2015. — Vol. 143, no. 66. — P. 455.
2. A. B., B. R. Third millennium ideal gas and condensed phase thermochemical database for combustion with updates from active thermochemical tables // Technion-IIT, Aerospace Engineering, and Argonne National Laboratory, Chemistry Division. — 2005.
3. A. H., O. L. Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles // *Powder Technol.* — 1989. — Vol. 58, no. 1. — P. 63–70.
4. A. S., V. P., D. Z. Biomass pyrolysis—a review of modeling, process parameters and catalytic studies. *Renew Sustain Energy Rev // Fuel Process Technol.* — 2015. — Vol. 50. — P. 96.
5. A. W. *Combustion and Flame*. — 1973. — P. 1–21.
6. A. W. F. Monodisperse Spray Deflagration // *Progress in Astronautics and Rocketry*. — 1960. — Vol. 2. — P. 223.
7. C.E. P., S. D. The Effect of Droplet Size on The Burning Velocity of Kerosene-Air Sprays // *Combustion and Flame*. — 1975. — Vol. 25. — P. 247–257.
8. CFD modeling of meat and bone meal combustion in a cement rotary kiln—investigation of fuel particle size and fuel feeding position impacts / A. W.K.H. [et al.] // *Chem Eng Sci*. — 2015. — Vol. 123. — P. 596–608.
9. Co-combustion of coal with printing and dyeing sludge: Numerical simulation of the process and related NOX emissions / H. Zhifeng [et al.] // *Fuel*. — 2015. — Vol. 139, no. 13. — P. 606.
10. Components, formulations, solutions, evaluation, and application of comprehensive combustion models / E. A.M. [et al.] // *Prog Energy Combust Sci*. — 1999. — Vol. 25. — P. 387–436.

11. D. A. Influence of the Quality of Atomization on the Stability of Combustion of Liquid Fuel Sprays // Fuel. — 1953. — Vol. 32. — P. 39.
12. Development of a new skeletal mechanism for n-decane oxidation under engine-relevant conditions based on a decoupling methodology / C. Y. [et al.] // Combustion and Flame. — 2013. — Vol. 160, no. 8. — P. 1315–1332.
13. E. P. C. Flame Propagation in a One-Dimensional Liquid Fuel Spray // Combustion Science and Technology. —
14. Effects of firing coal and biomass under oxy-fuel conditions in a power plant boiler using CFD modeling / B. S. [et al.] // Fuel. — 2013. — Vol. 113. — P. 780.
15. G. B., N. P. Kinetic modeling of n-decane combustion and autoignition: Modeling combustion of n-decane // Combustion and Flame. — 2001. — Vol. 126. — P. 1456–1475.
16. G.M. F., D.R. O. The Ignition of Hydrocarbon Fuel Droplets in Air // SAE Transactions. — 1968. — Vol. 77.
17. G.M. H., H.V. M. Analytical Chemistry. — 1968. — P. 1–40.
18. H. B. J., L. C. The Effect of Drop Size on Flame Propagation in Liquid Aerosols // Proc. Roy. Soc. — 1954. — Vol. 225. — P. 375.
19. H. W., G.A. A. Burning of a Liquid Droplet // Advances in Chemistry. — 1958. — Vol. 20. — P. 116–135.
20. Huang W., Chen F., Liu H. Modeling chemical mechanism for surrogate jet fuel under scramjet operating conditions. — AIAA, 2016.
21. Influence of particle shape and internal thermal gradients of biomass particles on pulverised coal/biomass cofired flames / G. S.R. [et al.] // Fuel Process Technol. — 2011. — Vol. 92. — P. 95.
22. J. W. Effect of Vaporization Rate on the Weak Combustion Limit of Liquid Fuel Sprays // Fuel. — 1954. — Vol. 33. — P. 193.

23. J.J. S., A.S. Kesten. A Theoretical and Experimental Investigation of the Ignition of Fuel Droplets // Paper presented at the Joint Meeting of the Central States and Western States Sections of The Combustion Institute. — 1975.
24. J.J. S., A.S. K. Effect of droplet interaction on ignition in monodispersed droplet streams // Symposium (International) on Combustion. — 1977. — Vol. 16. — P. 577–592.
25. K.K. P. The influence of coal type on devolatilization and combustion in fluidized beds // J Inst Energy. — 1981. — P. 142.
26. Kinetic modeling of pyrolysis process in gas and condensed phase / D. M. [et al.] // Adv. Chem. — 2007. — Vol. 32. — P. 50–168.
27. Kinetic surrogate model for GTL kerosene / S. N. [et al.]. — AIAA, 2014.
28. M.M. E.-W., M.I. A. Effect of droplet interaction on ignition in monodispersed droplet streams // Fuel. — 1966. — Vol. 45. — P. 177.
29. Modeling the motion of cylindrical particles in a nonuniform flow / Y. C. [et al.] // Chem Eng Sci. — 2003. — Vol. 58. — P. 98.
30. Models for gaseous radiative heat transfer applied to oxyfuel conditions in boilers / J. R. [et al.] // Int J Heat and Mass Transf. — 2010. — Vol. 53. — P. 30.
31. N. S., Skeletal. Mechanism for kerosene combustion with PAH production // AIAA. — 2008. — Vol. 1.
32. Numerical modeling of the co-firing of pulverised coal and straw in a 300 MWe tangentially fired boiler / G. S.R. [et al.] // Fuel. — 2012. — Vol. 104. — P. 181.
33. Numerical study of co-firing coal and Cynara cardunculus in a 350MWe utility boiler / P. J. [et al.] // Fuel Process Technol. — 2009. — Vol. 90. — P. 13.
34. O.J. K., T.H. S. Data base of WSGGM-based spectral model for radiation properties of combustion products // J Quant Spectrosc Radiat Transf. — 2000. — Vol. 64. — P. 94.

35. P. D., M. C. The ignition, oxidation, and combustion of kerosene: A review of experimental and kinetic modeling // Progress in Energy and Combustion Science. — 2006. — Vol. 32. — P. 48–92.
36. R. J. Models for gaseous radiative heat transfer applied to oxyfuel conditions in boilers // Int J Heat and Mass Transf. — 2010. — Vol. 30. — P. 220.
37. S. B., P.G.W. H. Kinetics of thermal decomposition of pulverized coal particles // Ind Eng Chem Process Des Dev. — 1970. — Vol. 9. — P. 30.
38. S.A. M., A.J. A. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems // Fluid Mech. — 1972. — Vol. 55, no. 2. — P. 193–208.
39. Simplified Chemical Reaction Mechanism for Surrogate Fuel of Aviation Kerosene and Its Verification / Y. Y. [et al.] // Energy and Fuels. — 2016. — Vol. 30. — P. 10847–10857.
40. Use of numerical modeling in design for co-firing biomass in wall-fired burners / Y. C. [et al.] // Chem Eng Sci. — 2004. — Vol. 59. — P. 92.
41. Wilcox D. C. Formulation of the $k-\omega$ Turbulence Model Revisited // AIAA Journal. — 2008. — Vol. 46, no. 11. — P. 2823–2838.
42. Б. С. Д. Горение и массообмен. — Москва : Перевод на русский язык «Машиностроение», 1985. — С. 240.
43. Білим П. А., Фесенко Г. В. Теорія горіння та вибуху. — Харків : Курс лекцій, 2012.
44. Г.Я. Г., С.А. Л. Кинетические модели горения керосина и его составляющих // Инженерно-физический журнал. — Москва, 2005. — Т. 78, № 6.
45. Н. С. Л., Н. Ю. В. Горение и массообмен. — Москва : Издательство «Энергия», 1988. — С. 528.
46. Сидельковский Л. Н., Юренев В. Н. Котельные установки промышленных предприятий. — 3-е издание. — Издательство «Энергия», 1988. — С. 528.
47. Физико-химические и эксплуатационные свойства реактивных топлив / Д. Н.Ф. [и др.]. — Москва : Издательство «Химия», 1985. — С. 85.

48. Хзмалян Д. М., Каган Я. А. Теория горения и топочные устройства. — Москва : Издательство «Энергия», 1976. — С. 488.