Міністерство внутрішніх справ України Харківський національний університет внутрішніх справ Кременчуцький льотний коледж

В. В. Ємець, В. Г. Тягній

ТЕРМОДИНАМІКА І ТЕПЛООБМІН

ЧАСТИНА І ОСНОВИ ТЕРМОДИНАМІКИ

Навчальний посібник



Харків 2023 УДК 536.7:621.43.016:621.45.02 €60

Автори:

В. В. Смець – викладач-методист циклової комісії аеронавігації, спеціаліст; В. Г. Тягній – викладач-методист циклової комісії аеронавігації, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник.

Рецензенти:

Ю. С. Саленко – доктор технічних наук, професор кафедри конструювання машин і технологічного обладнання Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського;

О. Е. Янішевский – кандидат технічних наук, доцент кафедри машинобудування та менеджменту якості підприємств Українського державного університету науки і технологій.

Рекомендовано для використання в освітньому процесі Вченою радою Харківського національного університету внутрішніх справ, (протокол № 7 від 26.07.2022)

Ємець В. В. Термодинаміка і теплообмін. Час-

С60 тина І. Основи термодинаміки : навч. посіб. / В. В. Ємець, В. Г. Тягній ; МВС України, Харків. нац. ун-т внутр. справ, Кременчуцьк. льотний коледж. – Харків : ХНУВС, 2023. – 128 с.

ISBN 978-966-610-268-6

Навчальний посібник призначений для самостійної роботи здобувачів вищої освіти рівнів фаховий молодший бакалавр, бакалавр льотних навчальних закладів галузі 272 «Авіаційна транспорт», спеціалізацій «Льотна експлуатація повітряних суден» і «Технічне обслуговування і ремонт повітряних суден та авіадвигунів».

Навчальний посібник відповідає навчальній програмі та послідовності викладання навчальної дисципліни лекційного курсу. Він також може бути використаний льотним та інженерно-технічним складом авіаційних та інших підприємств.

УДК 536.7:621.43.016:621.45.02

© Ємець В. В., Тягний В. Г., 2023 © Кременчуцький льотний коледж © Харківського національного університету внутрішніх справ, 2023

ISBN 978-966-610-268-6

3MICT

ПЕРЕДМОВА	6
<u>РОЗДІЛ 1. </u> ОСНОВНІ ЗАКОНИ І ПРОЦЕСИ ТЕРМОДИНАМІКИ ЦИКЛИ ТЕПЛОВИХ ДВИГУНІВ	.•
1.1. Термодинамічна система та її стан	8
1.1.1. Предмет і метод термодинаміки	8
1.1.2. Термодинамічна система і навколишнє середовище	9
1.1.3. Міжнародна система одиниць і основні поняття	10
1.1.4. Параметри стану системи й рівняння стану	12
1.1.5. Рівняння стану ідеального газу	16
1.1.6. Рівняння стану реальних газів	17
1.1.7. Термодинамічний процес	18
1.1.8. Теплоємність і фактори, що впливають на неї	19
1.1.8.1. Робота процесу	19
1.1.8.2. Теплота процесу, теплоємність	22
1.1.9. Газові суміші: закон Дальтона, параметри газових сумішей	23
1.2. Перший закон термодинаміки.	
Термодинамічні процеси в газах	24
1.2.1. Закони збереження матерії й енергії	24
1.2.2. Внутрішня енергія системи	25
1.2.3. Робота і теплота	26
1.2.3.1. Передавання енергії у формі роботи	26
1.2.3.2. Передавання енергії у формі тепла. Питома теплоємність	28
1.2.4. Перший закон термодинаміки	29
1.2.4.1. Зміна внутрішньої енергії при зміні стану системи	29
1.2.4.2. Властивості внутрішньої енергії	30
1.2.4.3. Перший закон термодинаміки	31
1.2.5. Ентальпія	31
1.2.6. Завдання і методи дослідження термодинамічних процесів	33
1.2.7. Ізохорний процес	33
1.2.8. Ізобарний процес	34
1.2.9. Ізотермічний процес	36
1.2.10. Адіабатний процес	38
1.2.10.1. Залежність між параметрами газу	39
1.2.10.2. Графічне зображення адіабатного процесу	40
<i>1.2.10.3. Перетворення енергії, робота газу</i>	40
1.2.11. Політропні процеси, їх аналіз	41
1.2.11.1. залежності між параметрами стану газу і визначення показинка політропи	17
показника политропа	42

1.2.11.2. Робота газу і коефіцієнт розподілення енергії	43
1.2.11.3. Групи політропічних процесів	44
1.3. Другий закон термодинаміки	46
1.3.1. Кругові процеси (цикли)	46
1.3.2. Термічний ККД циклу теплової машини	48
1.3.3. Формулювання другого закону термодинаміки	48
1.3.4. Цикл Карно і теорема Карно	49
1.3.4.1. Цикл Карно, ККД циклу	49
1.3.4.2. Теореми Карно	52
1.3.5. Приведена теплота і нерівність Клаузіуса	53
1.3.6. Термодинамічна ентропія та її властивості	55
1.3.6.1. Властивості ентропії у зворотних процесах	55
1.3.6.2. Особливості зміни ентропії в незворотних процесах	57
1.3.7. Ентропія ідеального газу	58
1.3.8. Зображення основних зворотних термодинамічних процесів	
з ідеальним газом в <i>T</i> - <i>s</i> координатах	59
1.3.8.1. Ізохорний процес	39
1.3.8.2. Ізооарнии процес	92 ۵۵
1.5.8.5. Ізотермічний процес 1 3 8 4 Адіабатний процес	00 61
139 Koopuurtu $i = s$	01 62
$1.J.J.I. \mathbf{KOOD}$	02
	()
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів	63
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів	63
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона)	 63 63 64
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбороактирні вригуни в форосудиою каморою)	63 63 64
 1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів	63 63 64 a 66
 1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів	63 63 64 a 66 67
 1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів	63 63 64 a 66 67 69
 1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів	63 63 64 a 66 67 69 70 72
 1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів	63 63 64 a 66 67 69 70 72 74
 1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів	63 63 64 a 66 67 69 70 72 74 76
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга	63 63 64 a 66 67 70 72 74 76
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля. 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга.	63 63 64 a 66 67 70 72 74 76
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга РОЗДІЛ 2. ТЕРМОДИНАМІКА ГАЗОВОГО ПОТОКУ 2.1. Основні рівняння термодинаміки газового потоку	63 64 a 66 67 69 70 72 74 76
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга 1.4.5.4. Двигун Стірлінга 2.1.0сновні рівняння термодинаміки: основні допущення	63 64 a 66 67 69 70 72 74 76
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга РОЗДІЛ 2. ТЕРМОДИНАМІКА ГАЗОВОГО ПОТОКУ 2.1.0 Сновні рівняння термодинаміки: основні допущення і основні властивості газу, що рухається	63 64 a 66 67 69 70 72 74 76 79
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля. 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга. РОЗДІЛ 2. ТЕРМОДИНАМІКА ГАЗОВОГО ПОТОКУ 2.1.0 Ссновні рівняння термодинаміки: основні допущення і основні властивості газу, що рухається. 2.1.2. Основні рівняння газової динаміки.	63 64 a 66 67 69 70 72 74 76 79 82
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла. 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля. 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга. 1.4.5.4. Двигун Стірлінга 2.1.0 Ссновні рівняння термодинаміки: основні допущення і основні властивості газу, що рухається. 2.1.2. Левняння нерозривності. 2.1.2.1. Рівняння нерозривності.	63 64 a 66 67 69 70 72 74 76 79 82 82
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла. 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля. 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга. РОЗДІЛ 2. ТЕРМОДИНАМІКА ГАЗОВОГО ПОТОКУ 2.1. Основні рівняння термодинаміки: основні допущення і основні властивості газу, що рухається. 2.1.2.1. Рівняння нерозривності. 2.1.2.2. Види енергії газу, що рухається; ентальпія	63 64 a 66 67 69 70 72 74 76 79 79 82 82 83
1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів 1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів 1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона) 1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою) 1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5. Цикли поршневих двигунів 1.4.5.1. Цикл Отто 1.4.5.2. Цикл Дизеля 1.4.5.3. Цикл Тринклера 1.4.5.4. Двигун Стірлінга РОЗДІЛ 2. ТЕРМОДИНАМІКА ГАЗОВОГО ПОТОКУ 2.1.1. Предмет газової динаміки: основні допущення і основні властивості газу, що рухається 2.1.2. Основні рівняння газової динаміки 2.1.2.1. Рівняння нерозривності 2.1.2.1. Види енергії газу, що рухається; ентальпія 2.1.3. Рівняння збереження для газу, що рухається	63 64 a 66 67 69 70 72 74 76 79 82 82 83 84

2.1.3.2. Узагальнене рівняння Бернуллі	. 85
2.1.3.3. Рівняння збереження енергії для елементів ГТД	
(окремі випадки рівняння Бернуллі)	. 87
2.1.4. Параметри адіабатно загальмованого потоку	. 88
2.1.5. Критичні параметри потоку, приведена швидкість	. 89
2.1.6. Газодинамічні функції	.91
2.1.7. Політропічна робота газу, що рухається	.93
2.1.8. Дисипація енергії	.93
2.1.9. Рівняння Ейлера про кількість руху	.95
2.1.10. Рівняння Ейлера про момент кількості руху	.96
2.2 Poptility for all MVP and for a popolo notory	00
2.2. ГОЗГИНТТАЛЬМУВАННЯ ГАЗОВОГО ПОТОКУ	. 90
2.2.1. Загальні відомості: сопла і дифузори	. 98
2.2.2. Гальмування газового потоку	. 99
2.2.2.1. Стрибки ущільнення	100
2.2.2.2. Дозвукові дифузори	101
2.2.2.3. Надзвукові дифузори	104
2.2.3. Прискорення потоку	105
2.2.3.1. Швидкість руху газу в соплі	105
2.2.3.2. Залежність параметрів стану газу від швидкості газу	107
2.2.3.3. Критична швидкість і критичні параметри стану потоку	108
2.2.3.4. Конфігурація сопел	111
2.2.3.4.1. Основні вимоги до сопел	113
2.2.3.4.2. Умови отримання дозвукових, звукових і надзвукових	
швидкостей	113
2.2.3.4.3. Сопло, що звужується: робота на розрахункових	
і нерозрахункових режимах	114
2.2.3.4.4. Сопло Лаваля	117
2.2.3.4.5. Сопло з центральним тілом	120
2.2.3.4.6. Ежекторне сопло	121
2.2.3.5. Витрата газу через сопло	122
2.2.3.5.1. Фактори, що визначають витрату газу	122
2.2.5.5.2. Залежність витрати газу від тиску навколишнього середовица	122
2.2.3.5.3. Залежність витрати газу віл параметрів на вхолі в сопло	123
БІБЛІОГРАФІЯ	125

ПЕРЕДМОВА

Навчальний посібник призначено для вивчення навчальної дисципліни «Термодинаміка і теплопередача» здобувачами вищої освіти Кременчуцького льотного коледжу.

Професійна підготовка льотного та технічного складу авіаційних підрозділів вимагає поглибленого знання фізичної сутності процесів, які відбуваються в агрегатах та вузлах літальних апаратів, із ціллю забезпечення їх ефективнішої експлуатації та високого рівня безпеки польотів.

Навчальний посібник складається з двох розділів: «Основні закони і процеси термодинаміки. Цикли теплових двигунів» та «Термодинаміка газового потоку».

У першому розділі розглядаються основні поняття термодинаміки, фізичні властивості речовин, з яких складаються термодинамічні системи та основні закони термодинаміки, термодинамічні цикли основних типів теплових двигунів.

У другому розділі викладено опис фундаментальних фізичних законів і термодинамічних процесів у газовому потоці. Основну увагу присвячено процесам, які відбуваються в повітряно-газових трактах газотурбінних двигунів.

Наприкінці кожного розділу наведені контрольні питання для самоперевірки засвоєння матеріалу.

Навчальний посібник було створено на основі огляду видань, присвячених термодинаміці, технічній термодинаміці, теплотехніці. Під час написання посібника було розглянуті як вітчизняні, так і зарубіжні видання за останні десятиліття.

Теоретичний матеріал, викладений у посібнику, добирався відповідно до чинних програм з навчальних дисциплін «Термодинаміка і теплопередача» таким чином, щоб полегшити здобувачам освіти процес опанування фундаментальних законів термодинаміки, розуміння принципів термодинамічних процесів у трактах газотурбінних двигунів, причинно-наслідкових зв'язків процесів, що відбуваються під час роботи двигунів. Матеріал, викладений у посібнику, є основою для подальшого опанування теорії теплообміну і курсу теорії теплових двигунів.

Теоретичний матеріал у посібнику подано в логічній послідовності відповідно до зростання складності засвоєння попередніх розділів і є необхідним для розуміння матеріалу наступних розділів. Послідовність подання матеріалу в посібнику відповідає послідовності викладання лекційного курсу.

У посібнику не висвітлені теми, які більш належать до компетентності фахівців у галузі теплоенергетичних установок, термодинаміки водяної пари тощо та не стосуються особливостей термодинамічних процесів, які характерні до роботи авіаційних двигунів і систем.

Значна кількість видань такої ж тематики переважно передбачають підготовку спеціалістів у таких галузях, як енергетика, авіа- та ракетобудування. На відміну від них, цей навчальний посібник спрямовано на підготовку спеціалістів у галузі льотної та технічної експлуатації повітряних суден. Навчальний посібник може використовуватися льотним та інженернотехнічним складом авіаційних підрозділів МВС й авіаційних підприємств.

Завданням дисципліни є оволодіння методами визначення:

– основних фізико-механічних властивостей і параметрів газових середовищ;

– основних законів і теоретичних основ термодинаміки і термодинамічних процесів;

– циклів теплових двигунів;

- основних рівнянь газової динаміки.

Результатом вивчення дисципліни є знання основних фізико-механічних властивостей і параметрів газів; основних законів термодинаміки; термодинамічних закономірностей циклів теплових машин; закономірностей енергетичних перетворень в теплових машинах; термодинамічних закономірностей у рухомому газовому потоці, а також вміння використовувати основні закони термодинаміки для визначення параметрів газу в процесах, що відбуваються в теплових двигунах; виконувати розрахунки основних параметрів газотурбінних двигунів.

<u>РОЗДІЛ 1</u> ОСНОВНІ ЗАКОНИ І ПРОЦЕСИ ТЕРМОДИНАМІКИ. ЦИКЛИ ТЕПЛОВИХ ДВИГУНІВ

1.1. ТЕРМОДИНАМІЧНА СИСТЕМА ТА ЇЇ СТАН

1.1.1. Предмет і метод термодинаміки

Термодинаміка – це наука, яка вивчає процеси перетворення одного виду енергії в інший і передавання енергії.

Перетворення енергії відіграє важливу роль у багатьох галузях науки і техніки, бо закони термодинаміки мають універсальний характер і присутні в різних процесах: фізичних, хімічних, біологічних, технічних та ін.

Предметом цього курсу є технічна термодинаміка, яка вивчає процеси перетворення теплової енергії в механічну в теплових машинах, а також властивості робочих тіл, що беруть участь у цих перетвореннях.

Термодинамічний метод дослідження процесів базується на використанні основних законів термодинаміки.

Перший закон термодинаміки, сформульований Ю. Майером у 1842 р., являє собою окремий випадок закону збереження і перетворення енергії щодо робочого тіла, за допомогою якого відбуваються ці перетворення. Цей закон визначає рівнозначність теплоти і роботи.

Другий закон термодинаміки, сформульований С. Карно в 1824 р. і доповнений у 1865 р. Р. Клаузіусом, який увів поняття ентропії, запроваджує умови, за яких можна перетворити теплоту в роботу і навпаки; вказує напрямок протікання цих процесів і можливу границю взаємних перетворень. У техніці другий закон дає можливість описувати умови отримання найбільшого ККД енергетичних процесів, тобто умови реалізації процесів перетворення енергії з найменшими витратами.

Третій закон термодинаміки, так звана теплова теорема В. Нернста, був сформульований у 1906 р. та характеризує поведінку ентропії робочого тіла поблизу абсолютного нуля.

У 1931 р. Л. Онсангер і С. де Гроот сформулювали закон, який розглядає нерівноважні процеси термодинаміки (інколи його називають четвертим законом, хоча він не випливає з перших трьох).

Іноді до основних законів термодинаміки відносять існування термічної рівноваги між тілами, які мають однакову температуру, так званий «нульовий закон».

Технічна термодинаміка не вивчає мікроскопічну будову речовин і механізми молекулярних процесів, а розглядає тільки явища (феномени) в цілому і опирається тільки на результати макроскопічних досліджень, тобто є *феноменологічною наукою*.

1.1.2. Термодинамічна система і навколишнє середовище

Термодинамічною системою (або просто системою) називають матеріальне тіло або сукупність тіл, які перебувають у теплової або механічній взаємодії між собою і навколишнім середовищем. Під *навколишнім середовищем* розуміють усі зовнішні тіла, що не входять до термодинамічної системи.

Термодинамічна система відокремлена від навколишнього середовища матеріальною або умовною (абстрактною) поверхнею, яка називається контрольною оболонкою, через яку відбувається взаємодія системи з навколишнім середовищем, тобто обмін енергією або субстанцією (рис. 1.1).



Рисунок 1.1. Схема термодинамічної системи

Спосіб або форма, за допомогою яких здійснюється передача енергії, називається *родом взаємодії*. Кількість родів взаємодії, за допомогою яких система може передавати енергію, називається *числом термодинамічних ступенів свободи системи*.

Системи, які мають декілька ступенів свободи (деформаційні, термічні та ін.) називають *складними*.

Систему, яка обмінюється з навколишнім середовищем як енергією, так і субстанцією, називають *відкритою* (рис. 1.2а), а яка не обмінюється з навколишнім середовищем субстанцією – *закритою* (рис. 1.2б).

Система, що не обмінюється теплотою з навколишнім середовищем, має назву *теплоізольованої* або *адіабатичної*. Адіабатична система може бути відкритою (рис. 1.2в) або закритою (рис. 1.2г).

Система, яка не обмінюється з навколишнім середовищем ані субстанцією, ані енергією, називають *ізольованою* (рис. 1.2д).



Рисунок 1.2. Схеми взаємодії систем з навколишнім середовищем

У термодинаміці і теплотехніці використовують такі поняття:

– *термодинамічна система* – сукупність матеріальних тіл, які одночасно перебувають у тепловій і механічній взаємодії як між собою, так і з навколишнім зовнішнім середовищем;

– *ізольована термодинамічна система* – це система, яка не має ані механічної, ані теплової взаємодії із зовнішнім середовищем;

- *теплоізольована або адіабатична система* – це система, що не має теплової взаємодії із зовнішнім середовищем;

– *однорідна термодинамічна система* – це система, у якій всі її складові її мають однакові властивості;

– *гетерогенна термодинамічна система* – це система, що складається з різних частин, які обмежені поверхнями розділу. Ці частини називають фазами. Наприклад, будь-яка речовина має три агрегатних стани: газоподібний, рідкий, твердий. Окремо кожен стан є фазою;

– *гомогенна термодинамічна система* – це система, що складається з однієї фази.

1.1.3. Міжнародна система одиниць і основні поняття

Міжнародна система одиниць, CI (фр. Le Système International d'Unités, SI) є системою одиниць фізичних величин. Зараз вона є сучасним варіантом метричної системи одиниць.

Ії було прийнято XI генеральною конференцією з мір та ваг (ГКМВ) у 1960 р., а наступними конференціями до неї було внесено ряд змін. Ця система є найбільш широко поширеною у світі як у науці і техніці, так і в повсякденному житті.

Система СІ визначає сім *основних одиниць* фізичних величин і *похідні одиниці*, а також набір *приставок*; встановлює стандартні *скорочені позначення одиниць* і правила запису похідних одиниць.

Основні одиниці СІ:

1. Maca (М) – *кілограм* (кг).

2. Довжина (L) – *метр* (м).

- 3. Час (T) *секунда* (*с*).
- 4. Сила електричного струму (I) ампер (A).
- 5. Термодинамічна температура (Θ) *кельвін* (*K*).
- 6. Кількість речовини (N) моль (моль).
- 7. Сила світла (J) кандела (кд).

У межах СІ вважається, що ці одиниці мають *незалежну розмірність*, тобто жодну з основних одиниць не можна отримати з інших. Похідні одиниці може бути виражено через основні одиниці за допомогою математичних операцій – множення й ділення. Деяким з похідних одиниць для зручності присвоєно власні назви, такі одиниці теж можна використовувати в математичних виразах для інших похідних одиниць.

Математичний вираз для похідної одиниці виміру виходить з фізичного закону, за допомогою якого ця одиниця виміру визначається, чи з визначеної фізичної величини, для якої вона уводиться.

Наприклад, одиниця виміру швидкості — M/c, сили — ньютон (H) $N = m \cdot a \left[\kappa c \cdot M/c^2 \right]$; температури — Цельсій $C = K - 273^\circ$; енергії — $\left[\mathcal{A}\mathcal{H} \right] = \left[H \cdot M \right] = \left[\kappa c \cdot M^2/c^2 \right]$; тиску — $\left[\Pi a \right] = \left[H/m^2 \right] = \left[\kappa c/m \cdot c^2 \right]$.

Субстаціональною називають матерію, маса якої відрізняється від нуля. У СІ одиницею кількості субстанції є 1 моль – кількість молекул вуглецю C^{12} , яка міститься в **0,012 кг** цього ізотопу вуглецю.

Кількість субстанції також визначається за допомогою маси. У системі СІ одиницею є така кількість субстанції, маса спокою якої в нормальних енергетичних умовах дорівнює 1 кг.

Маса спокою і молярна маса пов'язані співвідношенням:
$$m = v \cdot \mu$$
, (1.1)

де *т* – маса спокою; *v* – кількість молей; *µ* – молярна маса.

Теплота й механічна робота. З досвіду відомо, що два тіла, при взаємодії між собою передають один одному або навколишньому середовищу певну кількість енергії. Ця передача може відбуватися двома різними способами: *механічним* і *тепловим*.

Перший спосіб відомий з механіки і полягає в здійсненні роботи одним тілом над іншим (наприклад, при зіткненні рухомого тіла з нерухомим тілом). У цьому разі збільшення енергії одного з тіл буде дорівнювати роботі, що здійснюється над цим тілом. Роботу, вироблену тілом, вважають позитивною, а роботу, отриману тілом – негативною.

Другий спосіб полягає в передачі енергії від більш нагрітого тіла до тіла, менш нагрітого при їх стиканні. При цьому тепло, отримане тілом, вважають позитивним, а тепло, віддане тілом – негативним.

Робота являє собою *макрофізічну* впорядковану форму передачі енергії шляхом взаємного впливу тіл одне на одного. Передача тепла пов'язана з безпосередньою взаємодією між молекулами обох тіл, що хаотично рухаються, тобто являє собою мікрофізичну форму передачі енергії. У цьому полягає відмінність між поняттями «тепло» і «робота».

1.1.4. Параметри стану системи й рівняння стану

Термодинамічна рівновага. Термодинамічна система, макроскопічні властивості якої не змінюються з часом, називають *рівноважною*. У цьому разі говорять, що система перебуває в стані термодинамічної рівноваги.

Параметри, які характеризують макроскопічні властивості системи і зрештою стан системи в цілому, називають *термодинамічними параметрами*.

Термодинамічні параметри, за допомогою яких можна описати процеси взаємного перетворення тепла і роботи, називаються *термічними параметра-ми*. До них належать *температура*, *тиск* і *об'єм*.

Якщо неізольована термодинамічна система перебуває в стані рівноваги, то це означає, що термічні параметри тіл системи дорівнюють за величиною термічним параметрам навколишнього зовнішнього середовища. При зміні умов зовнішнього середовища (температури і тиску) буде змінюватися стан термодинамічної системи. Ця зміна триватиме доти, доки не встановиться рівність температур і тисків навколишнього середовища і системи, тобто поки не буде встановлено новий стан рівноваги.

Звідси випливає, що стан термодинамічної системи однозначно визначається умовами зовнішнього середовища. Самостійно вийти зі стану рівноваги система не може. Так само, якщо помістити систему в зовнішнє середовище з незмінними параметрами, то рано чи пізно ця система прийде до стану рівноваги із зовнішнім середовищем незалежно від того, який був її початковий стан.

З точки зору молекулярно-кінетичної теорії термодинамічна рівновага настане тоді, коли середні швидкості хаотичного руху молекул системи і навколишнього середовища зрівняються.

Температура є одним з основних термічних параметрів, які характеризують стан системи. З поняттям «температура» ми зустрічаємося, коли нагріваємо тіло. Отже, температура є мірою нагріву тіла.

Якщо розглядати хаотичний рух молекул тіла, то при нагріванні відбувається збільшення середньої швидкості їхнього руху. Тому *температура є мі*рою швидкості хаотичного руху молекул.

Таким чином, середня швидкість руху молекул і температура пов'язані залежністю :

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{m\overline{w}^2}{2} = kT, \qquad (1.2)$$

де *т* – маса молекули;

 \overline{w} – середня швидкість поступального руху молекул;

 $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ *дж / град* – константа Больцмана;

T – абсолютна температура тіла.

З визначення абсолютної температури випливає, що температура є величина завжди позитивна, а також, що при абсолютній температурі, яка дорівнює нулю, тепловий рух молекул припиняється.

Температурна шкала, у якій за нуль прийнято стан абсолютного спокою молекул, називають *шкалою Кельвіна*.

У 1933 р. на VIII генеральній конференції з мір та ваг прийнята ще одна міжнародна стоградусна температурна шкала. У ній температура плавлення льоду і температура кипіння води прийняті відповідно рівними 0 і 100 градусів. Вона отримала назву *шкала Цельсія*. Зв'язок між цими шкалами виражається співвідношенням:

$$T = t + 273,16 \tag{1.3}$$

де *Т* – температура за шкалою Кельвіна;

t – температура за шкалою Цельсія.

Із цього виразу випливає, що абсолютний нуль за шкалою Цельсія дорівнює -273,16 градусів.

Тиск за макроскопічними уявленнями — це нормальна складова сили, яка діє на одиничну площу поверхні. З точки зору кінетичної теорії матерії *тиск є результат середньої кількості ударів молекул при їх тепловому русі, що припадає на поверхню, яка обмежує тіло* і розраховується за рівнянням:

$$\boldsymbol{p} = \frac{2}{3}\boldsymbol{n}_0 \frac{\boldsymbol{m} \, \boldsymbol{\overline{w}}^2}{2}, \qquad (1.4)$$

або за рівнянням Клаузіуса [1]:

$$\boldsymbol{p} = \alpha \boldsymbol{n}_0 \frac{\boldsymbol{m} \overline{\boldsymbol{w}}^2}{3} \tag{1.5}$$

Відповідно до (1.2):

$$\boldsymbol{p} = \alpha \boldsymbol{n}_0 \boldsymbol{k} \boldsymbol{T} \,, \tag{1.6}$$

де $\boldsymbol{n}_0 = \frac{N}{V}$ – концентрація молекул у тілі;

N – кількість молекул в об'ємі тіла;

V – об'єм тіла; *а* – коефіцієнт стисливості.

Коефіцієнт стисливості залежить від дійсних розмірів молекул і сил міжмолекулярної взаємодії. Він є функцією від температури і концентрації молекул.

Підставивши в (1.6) значення для **n**₀ отримаємо:

$$p = \alpha \frac{kNT}{V} \tag{17}$$

У міжнародній системі одиниць СІ одиницею вимірювання тиску є:

$$1 \frac{H}{M^2} = 1 \Pi a; 16ap = 10^5 \Pi a; 1Topp = 133,322 \Pi a = 1 \text{ MM pm.cm}$$

На практиці застосовують й інші, більш зручні для вимірювання одиниці: 1*мм вод.ст.* = 9,80665 *Па*;1*ат (технічна атмосфера)* = 98,0665 *кПа*

Об'єм – це простір, що займають молекули або атоми тіла. Цей параметр також характеризує стан тіла. У термодинаміці разом з об'ємом часто використовують таке поняття, як питомий об'єм і щільність.

Питомий об'єм – це об'єм одиниці маси або ваги тіла, тобто $v = \frac{V}{m} \begin{bmatrix} M^3 \\ \kappa_2 \end{bmatrix}$

Щільність – це маса $1 m^3$ цієї речовини, або: $\rho = \frac{m}{V} \begin{bmatrix} \kappa 2 \\ m^3 \end{bmatrix}$.

Між питомим об'ємом і щільністю є очевидний зв'язок: $v = \frac{1}{\rho}$. За аналогією вважають питому вагу [4]:

 $\gamma = \frac{G}{V} \left[\frac{\kappa \Gamma}{m^3} = 9,81 \frac{H}{m^3} \right], \qquad (1.8)$

де $G = m \cdot g$ – вага речовини; $g = 9,81 \frac{m}{c^2}$ – вільне прискорення тіла.

З визначення молекулярної ваги в одному *кілограм/моль речовини (* µ, кг, де µ-молекулярна вага цієї речовини) міститься одне і те саме число молекул, що дорівнює:

$$N_A \cdot 10^3 = 6,0228 \cdot 10^{26}, \tag{1.9}$$

де $N_A = 6,0228 \cdot 10^{23} \frac{1}{monb}$ – стала Авогадро.

Маса визначає кількість субстанції. У системі СІ за одиницю беруть таку кількість субстанції, маса якої в нормальних енергетичних умовах дорівнює *1 кг*.

Маса спокою і молярна маса пов'язані співвідношенням: $m = v \cdot \mu$, (1.10)

де m – маса покою; v – кількість молей; μ – молярна маса. Молярний об'єм визначається за формулою:

$$V_{\mu} = \frac{V}{\mu}, \qquad (1.11)$$

де V_{μ} – загальний об'єм речовини.

Рівняння стану. Вище було зазначено, що термічні параметри однозначно описують стан термодинамічної системи або тіла. Так, наприклад, нагрівання газу в замкнутому просторі, тобто відсутність впливу зовнішнього середовища на тіло, спричинить зростання його температури, а отже, і тиску. Якщо об'єм з газом здатен змінюватися, то при нагріванні газ почне розширюватися, змінюючи свій об'єм.

Звідси випливає, що стан тіла характеризується трьома незалежними один від одного термічними параметрами. Тому аналітичне рівняння стану є функцією трьох змінних:

$$f(\boldsymbol{p},\boldsymbol{T},\boldsymbol{V}) = 0 \tag{1.12}$$

Цей вираз можна подати у вигляді функції одного термічного параметра від двох інших:

$$p = f_1(T,V); V = f_2(p,T); T = f_3(p,V).$$
 (1.13)

Геометрично ці функції зображуються поверхнею в тривимірній системі координат, на осях якої відкладені термічні параметри. Кожна точка на поверхні відповідає окремому стану системи (рис. 1.3).

Використання тривимірної системи координат є незручним, тому в термодинаміці зазвичай використовують двомірну систему координат, наприклад, p = f(V). Функція тоді зображується лінією, а кожна точка лінії характеризує окремий стан системи.



Рисунок 1.3. Зображення термодинамічного стану: а) термодинамічна поверхня рівноважного стану; б) термодинамічні діаграми рівноважного стану.

Ідеальний і реальний гази. Із чотирьох агрегатних станів будь-якої речовини – твердого, рідкого, газоподібного і плазмового, з точки зору термодинаміки особливе місце посідає газоподібний стан. У газах через хаотичний рух молекул взаємодії між ними мізерно малі. Крім того, молекули газу завжди займають увесь об'єм, тому гази здатні швидко стискатися і розширюватися.

У термодинаміці таку властивість газу ідеалізують, приймають, що молекули газу взагалі не взаємодіють одна з одною, а кожна окрема молекула не має об'єму.

Ідеальним газом називають газ, молекули якого є матеріальними точками, що не мають об'єму і не взаємодіють одна з одною.

Водяну пару також вважають такою, що є газоподібною, але властивості її все ж таки відрізняються від газу. Пара легко конденсується, перетворюючись на рідину. У результаті цього об'єм, який займали молекули, починають займати найдрібніші частинки рідини. Розміри частинок рідини значно більше розмірів молекул і взаємодія між ними стає істотною. Тому водяну пару в термодинаміці вважають *реальним газом*.

1.1.5. Рівняння стану ідеального газу

Зв'язок між трьома тепловими параметрами дає формула тиску (1.7):

$$p=\alpha\cdot\frac{kNT}{V},$$

де кількість молекул в об'ємі можна виразити як $N = \frac{G}{\mu} N_A \cdot 10^3$. Тоді формула для тиску набуде вигляду:

 $p = \frac{G}{\mu} k N_A \cdot 10^3 \cdot \alpha \frac{T}{V}$

Добуток константи Больцмана (k) на число молекул у 1молі речовини називають універсальною газовою постійною і позначають як $\mu R = k N_A \cdot 10^3$, числове значення якої дорівнює $\mu R = 848 \kappa cm/monb$.

Увівши в рівняння (1.7) універсальну газову постійну, остаточно отримаємо:

$$\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{V} = \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{G} \cdot \boldsymbol{R} \cdot \boldsymbol{T} \tag{1.15}$$

(1.14)

Для ідеального газу коефіцієнт стисливості $\alpha = 1$, оскільки міжмолекулярні взаємодії відсутні, тоді:

$$\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{V} = \boldsymbol{G} \cdot \boldsymbol{R} \cdot \boldsymbol{T} \tag{1.16}$$

Величину R, що дорівнює $R = \frac{\mu R}{\mu}$, називають газовою постійною. Зна-

чення газової постійної для різних речовин наведено в термодинамічних довідниках.

Рівняння стану в питомих одиницях, тобто для 1 кг речовини, має такий вигляд:

$$\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{V} = \boldsymbol{R} \cdot \boldsymbol{T} \tag{1.17}$$

Рівняння (1.17) називають рівнянням Клайперона-Менделєєва для ідеального газу.

Встановлено, що різні гази при однакових p і T мають рівні питомі об'єми.

Наприклад, при $p=100 \ \kappa \Pi a$ і $T=273 \ K, \ v_{\mu} = 22 \ M^3 / \kappa Monb$.

Через те що v_{μ} є однаковим для всіх газів, $R_{\mu} = \frac{p \cdot v_{\mu}}{T}$ не залежить від роду газу, є однаковим для всіх газів і називається універсальною газовою постійною. Вона дорівнює $R_{\mu} = 8314 \ \mathcal{A}\mathcal{H}(\kappa monb \cdot K)$; для повітря — $\mu = 29 \kappa r / \kappa monb$, $R = 287 \ \mathcal{A}\mathcal{H}(\kappa r \cdot K)$.

1.1.6. Рівняння стану реальних газів

Реальний газ має кінцевий розмір молекул і міжмолекулярну взаємодію. Тому рівняння Клайперона-Менделєєва може бути застосовано лише в разі малої густини газу, тобто при його великому розрідженні:

– сили взаємного тяжіння молекул (P_{shymp}) перешкоджають розльоту молекул, а отже, діють у тому ж напрямку, що й сили зовнішнього тиску (P_{sager}).



Рисунок 1.4. Взаємодія молекул у реальному газі

При малих міжмолекулярних відстанях між молекулами газу виникають великі сили відштовхування, через що об'єм не може бути зменшений менше певної межі, котра визначається власним об'ємом всіх молекул газу, яку позначають як **b**, з розрахунку на 1 кг газу.

Щоб врахувати дію цих сил, достатньо додати до зовнішнього тиску деякий додатковий тиск, який називається внутрішнім, або молекулярним тиском. Через те що сумарна молекулярна сила тяжіння двох малих частин газу пропорційна добутку кількостей молекул в цих частинах, тобто квадрату щільності, то:

$$\boldsymbol{P}_{\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\eta}\boldsymbol{\eta}\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{P}_{\boldsymbol{M}\boldsymbol{\theta}\boldsymbol{\eta}} = \frac{\boldsymbol{a}}{\boldsymbol{v}^2}, \qquad (1.18)$$

де *а* – коефіцієнт пропорційності.

Увівши ці поправки в рівняння Клайперона-Менделєєва отримаємо такий вираз:

$$\left(\boldsymbol{p} + \frac{\boldsymbol{a}}{\boldsymbol{v}^2}\right) \cdot \left(\boldsymbol{v} - \boldsymbol{b}\right) = \boldsymbol{R}\boldsymbol{T}, \qquad (1.19)$$

який називають рівнянням Ван-дер-Ваальса. Це рівняння характеризує стан реального газу.

Коефіцієнти *a* і *b* розглядають як константи, що залежать від природи речовини. Вони визначаються за формулами [4]:

$$\boldsymbol{a} = \frac{27}{64} \cdot \frac{\boldsymbol{R}^2 \boldsymbol{T}_k^2}{\boldsymbol{p}_k}; \boldsymbol{b} = \frac{1}{8} \cdot \frac{\boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_k}{\boldsymbol{p}_k}, \qquad (1.20)$$

де p_k – критичний тиск цієї речовини; T_k – абсолютна критична температура речовини; R – газова постійна цієї речовини.

Фізичний сенс критичних параметрів полягає у визначенні умов, за яких відбувається взаємне перетворення рідкої та газоподібної фаз. Наприклад, скраплення газу можливе лише за умовами:

$$T < T_k i p < p_k$$

1.1.7. Термодинамічний процес

При зміні зовнішніх умов, у яких перебуває термодинамічна система, будуть змінюватися її термічні параметри, а отже, і її стан. Зміна параметрів відбувається завдяки взаємодії системи з навколишнім середовищем.

Послідовна зміна станів системи називається термодинамічним процесом.

Як приклад розглянемо рух поршня в циліндрі. При прикладенні зовнішньої сили відбувається передавання механічної енергії газу від поршня, внаслідок чого система (газ у циліндрі) буде стискуватися або розширюватися. При цьому параметри системи (p, T, V) будуть змінюватися – система перейде із одного стану в інший. Якщо система, яка виведена з рівноваги, буде залишена на саму себе і не матиме взаємодії з навколишнім середовищем, вона повернеться до стану рівноваги. Процес самочинного повернення в стан рівноваги називається *релаксацією*, а час, за який система повертається до стану рівноваги, називається *часом релаксації*. Час релаксації залежить від фізичних властивостей системи і від параметрів. Так, якщо вирівнювання тиску відбувається зі швидкістю звуку, то вирівнювання температури відбувається за значно більший час за рахунок інерційності процесів обміну теплової енергії між молекулами.

Якщо параметри змінюються нескінченно повільно, як порівняти зі зміною в релаксаційному процесі, то такий процес називається *рівноважним*. *Нерівноважним* називається процес, що йде швидко, як порівняти з процесами релаксації, він супроводжується порушенням рівноваги. Рівноважний процес так само є *оборотним*, тобто таким, який може проходити як в прямому, так і в зворотному напрямку. Нерівноважні процеси є *необоротними*.

Оборотні процеси можуть бути:

термічно оборотними, за яких теплова взаємодія між системою і навколишнім середовищем відбувається за нескінченно малої різниці температур (*ізотермічний процес*);

– *механічно оборотними,* коли обмін механічною енергією відбувається за нескінченно малої різниці тисків;

– *повністю оборотними,* якщо процес відбувається за термічною і механічною рівновагами.

Технічна термодинаміка розглядає тільки рівноважні процеси, оскільки їх можна описувати математично.

Термічна рівновага має властивість транзитивності – два тіла, які перебувають у термічної рівновазі з третім тілом, будуть у термічній рівновазі і між собою (нульовий закон термодинаміки).

Стан, у якому термодинамічні параметри *p*, *V*, *T* та інші фізичні властивості в усіх точках системи є постійними у часі при постійних зовнішніх умовах і відсутності потоків речовини і теплоти, називається *рівноважним*.

Якщо параметри системи будуть різними в різних точках і змінюються з часом, то стан системи є нерівноважним.

Залежно від фізичних умов розрізняють такі найпростіші процеси :

iзотермічний процес, який характеризуються постійністю температури (*T* = *const*);

– *ізобарний процес*, що відбувається при сталості тиску системи (*p* = *const*);

– *ізохорний процес*, коли об'єм тіла залишається незмінним протягом всього процесу (V = const);

– *адіабатний процес*, який відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем ($\delta Q = 0$).

Особливе місце в термодинаміці посідають *замкнуті*, або *кругові*, процеси (цикли), тобто процеси, за яких система, пройшовши ряд послідовних станів, повертається в початковий стан.



Рисунок 1.5. Зображення рівноважних термодинамічних процесів: а) зворотний; б) оборотний (цикл)

1.1.8. Теплоємність і фактори, що впливають на неї

1.1.8.1. Робота процесу

Для визначення роботи процесу розглянемо найпростішу термодинамічну систему, яка складається з циліндру з поршнем, у якому міститься газ (рис. 1.6).



Рисунок 1.6. До визначення роботи процесу

При переміщенні поршня на нескінченну малу відстань dh об'єм газу змінюється на величину dV. Відстань dh пов'язана з об'ємом dV очевидним співвідношенням:

$$dV = \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{dh}, \qquad (1.21)$$

де Ω – площа поршня.

Сила, що діє з боку поршня на газ, дорівнює добутку тиску зовнішнього середовища p' на площу поршня: $F = p' \cdot \Omega$.

Тоді роботу, що здійснює газ при зміні об'єму dV, буде описувати вираз (²): $dL = F \cdot dh = p' \cdot \Omega \cdot dh = p' \cdot dV$. Ця робота здійснюється термодинамічною системою над зовнішнім середовищем. Якщо процес, здійснений системою, рівноважний, то тиск зовнішнього середовища p' дорівнює за величиною і є протилежною за напрямком до тиску тіла p - p' = p.

У цьому разі формулу роботи може бути записано як $dL = p \cdot dV$.

Робота, яку здійснила система при зміні її об'єму від V_1 до V_2 у рівноважному процесі, визначається за формулою:

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$
 (1.22)

Тиск залежить не тільки від об'єму тіла, а й від його температури T. Отже, при переході системи зі стану 1 до стану 2 у перехідних точках тиск буде мати

різні значення залежно від величин температури і об'єму, тобто перехід може здійснювати за різними законами. Робота системи при цьому буде різною.

Тому робота залежить від шляху переходу системи з початкового в кінцевий стан, тобто є функцією процесу, а не стану системи.

Робота, що здійснюється системою проти зовнішніх сил при збільшенні об'єму, називають роботою розширення. Вона має позитивний знак. Якщо робота виконується зовнішніми силами проти системи при зменшенні об'єму, то така робота називається роботою стиснення і має негативний знак.

Робота може супроводжуватись не тільки зміною об'єму тіла. Вона також може бути здійснена проти електричних, магнітних та інших сил, тому в загальному випадку робота буде дорівнювати сумі робіт:

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV + L_V$$
(1.23)

При зміні стану системи, яка перебуває в зовнішньому середовищі, наприклад при збільшенні об'єму системи від V_1 до V_2 , тиск змінюється від p_1 до p_2 . При цьому навколишнє середовище здійснює роботу: $p'_1V_1 - p'_2V_2$. Тоді загальна робота, яка може бути виконана в результаті цього процесу буде дорівнює сумі робіт і є корисною роботою:

$$\boldsymbol{L}' = \int_{1}^{2} \boldsymbol{p}' \boldsymbol{d} \boldsymbol{V} - \boldsymbol{p}_{2}' \boldsymbol{V}_{2} + \boldsymbol{p}_{1}' \boldsymbol{V}_{1} + \boldsymbol{L}_{V}$$
(1.24)

Значення інтеграла (1.24) має вигляд:

$$\int_{1}^{2} p' dV = p'_{2} V_{2} - p'_{1} V_{1} - \int_{1}^{2} V dp'$$
(1.25)

Підставивши значення інтеграла в (1.23), отримуємо:

$$L' = -\int_{1}^{2} V dp' + L_{V}$$
(1.26)

Графічно робота термодинамічної системи є площа *1-5-6-2*, яка розташовується між лінією процесу і віссю об'єму – це випливає з інтеграла (1.26).

Корисна зовнішня робота зображується площею *1-3-4-2* відповідно до інтеграла (1.13).

Якщо термодинамічна система здійснює круговий процес (рис. 1.7), то робота на відрізку 1-a-2 буде позитивна і зображується площею $1-a-2-V_1-V_2$. А робота на ділянці 2-b-1 – це робота стиснення, вона негативна і еквівалентна площі 1-b-2-V1-V2.



Рисунок 1.7. До визначення роботи циклу

Стає очевидним, що сумарна робота кругового процесу дорівнює різниці між роботою розширення і роботою стиснення, яка відповідно до рис.1.7 еквівалентна площі, яку обмежено замкнутою лінією процесу.

1.1.8.2. Теплота процесу, теплоємність

Як було сказано вище, *термодинаміка вивчає закони перетворення тепла* в роботу і навпаки. Отже, у термодинамічних процесах до системи підводиться або відводиться тепло. У результаті підведення тепла до тіла температура його змінюється. Ця зміна залежить від зовнішніх умов або від характеру процесу.

Відношення кількості тепла, яке отримано тілом протягом нескінченно короткого процесу, до зміни температури тіла називається *теплоємністю тіла*. Теплоємність виражається аналітичною залежністю.

$$\boldsymbol{C} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial \boldsymbol{T}}\right)_{\boldsymbol{x}}.$$
(1.27)

Чисельно теплоємність дорівнює кількості тепла, яке необхідно передати до тіла (або відняти), щоб за цих умов змінити температуру тіла на 1°. Теплоємність залежить від умов, при яких відбувається процес передачі тепла. На це вказує індекс (_x) при частинній похідній, яка означає, що процес відбувається певним чином за умови сталості будь-якого параметра (_x).

Особливе місце в термодинаміці посідає теплоємність при постійному тиску і об'ємі, тобто:

$$\boldsymbol{C}_{p} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial \boldsymbol{T}}\right)_{p}; \boldsymbol{C}_{V} = \left(\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial \boldsymbol{T}}\right)_{V}.$$
(1.28)

Відповідно до виразу (1.26) напишемо:

$$dQ = C_x dT$$

тоді загальна кількість тепла, яке отримано тілом, визначається інтегралом:

$$\boldsymbol{Q} = \int_{1}^{2} \boldsymbol{C}_{\boldsymbol{x}} \boldsymbol{dT}$$
(1.29)

де C_x – дійсна теплоємність цього процесу, яка є функцією термічних параметрів тіла.

1.1.9. Газові суміші: закон Дальтона, параметри газових сумішей

Під *газовою сумішшю* розуміють механічну суміш окремих газів, які не вступають між собою в хімічні реакції, а кожний компонент суміші зберігає свої властивості.

Параметри газової суміші можна визначити, якщо відомі параметри окремих газів, що становлять суміш:

— *масовою частиною g_i* називають відношення маси цього компонента *m_i* до загальної маси суміші:

$$g_{i} = \frac{m_{i}}{m_{cM}} = \frac{m_{i}}{\sum_{i=1}^{N} m_{i}};$$
 (1.30)

– *парціальним тиском p_i* – тиск, який створює цей компонент суміші, якщо він займав би весь об'єм суміші за цієї температури.

Закон Дальтона має таке формулювання – сума парціальних тисків ідеальних газів дорівнює повному тиску суміші:

$$p_{cM} = \sum_{i=1}^{N} p_i$$
 (1.31)

Відношення парціального об'єму V_i окремого компонента газу до об'єму суміші газів V_{cM} називається об'ємною частиною газової суміші і визначається за формулою:

$$\boldsymbol{r}_{i} = \frac{\boldsymbol{V}_{i}}{\boldsymbol{V}_{cv}} \tag{1.32}$$

Тоді можна написати так:

$$\sum_{i=1}^{N} V_i = V_{cm}$$
(1.33)

$$\sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{r}_{i} = \boldsymbol{r}_{cM}$$

$$; \qquad (1.34)$$

Умовна молярна маса суміші газів визначається за формулою:

$$\mu_{cM} = \frac{m_{cM}}{v_{cM}}; \qquad (1.35)$$

Зв'язок між масовими та об'ємними частинами суміші визначається за формулою:

$$\boldsymbol{g}_{i} = \frac{\boldsymbol{m}_{i}}{\boldsymbol{m}_{cM}} = \frac{\rho_{i}V_{i}}{\rho_{cM}} = \frac{\rho_{i}}{\rho_{cM}}\boldsymbol{r}_{i} = \frac{\mu_{i}}{\mu_{cM}}\boldsymbol{r}_{i} = \frac{\boldsymbol{R}_{cM}}{\boldsymbol{R}_{i}}\boldsymbol{r}_{i}$$
(1.36)

Газова стала суміші визначається за формулою:

$$\boldsymbol{R}_{cm} = \frac{\boldsymbol{g}_{i}\boldsymbol{R}_{i}}{\boldsymbol{r}_{i}} = \frac{\mu_{i}\boldsymbol{R}_{i}}{\mu_{cm}} = \frac{\rho_{i}\boldsymbol{R}_{i}}{\rho_{cm}}, \qquad (1.37)$$

де *Ri* – газова стала відповідної компоненти.

1.2. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ. Термодинамічні процеси в газах

1.2.1. Закони збереження матерії й енергії

Закон збереження матерії для термодинамічної системи, яку відокремлено контрольною оболонкою, сформульовано таким чином: *кількість маси, що підведено до системи (m_n), дорівнює сумі кількості маси, яка залишилась у системі (\Delta m_c), і кількості маси, що була виведена з системи (m_в)*:

$$\boldsymbol{m}_n = \Delta \boldsymbol{m}_c + \boldsymbol{m}_{\boldsymbol{\theta}} \,. \tag{1.38}$$

У відкритті закону збереження і перетворення енергії значна роль належить таким вченим, як Ю. Р. Майер, Дж. П. Джоуль, Е. Х. Ленц, Г. Гельмгольц та ін. У 1842 р. Ю. Р. Майером був встановлений закон еквівалентності теплоти і роботи та визначено числове значення механічного еквівалента теплоти. Дж. П. Джоулем у 1843 р. і незалежно від нього у 1844 р. Е. Х. Ленцем був встановлений закон для електричних і теплових явищ (закон Джоуля–Ленца). У 1850 р. Р. Клаузіусом у фундаментальній роботі «Про рушійну силу теплоти» було подано математичний доказ закону збереження енергії і надано пояснення щодо особливості переходу теплової енергії в інші види енергії.

Цей закон має таке формулювання: в ізольованій системі енергія не зникає безслідно і не виникає з нізвідки, вона переходить з одного виду до другого, загальна сума енергій залишається постійною.

$$\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{\Pi}} = \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{C}} + \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{B}}, \tag{1.39}$$

де E_{II} – енергія, що підведена до системи; E_B – енергія, яка була виведена з системи; ΔE_C – зміна енергії у системі.



Рисунок 1.8. Схема енергетичного балансу системи

1.2.2. Внутрішня енергія системи

Поняття «енергія» означає властивість матеріального об'єкта (тіла або силового поля) виконувати роботу.

Цю властивість тіла або силові поля мають унаслідок існування різних фізичних форм руху матерії: механічної, молекулярно-теплової, електромагнітної, внутрішньоатомної. Кожній формі руху відповідає певний вид енергії.

У технічній термодинаміці розглядають тільки ті види енергії, які пов'язані з механічним і молекулярно-тепловим рухом, оскільки тільки ці види енергії суттєво змінюються в термодинамічних процесах.

Під *механічним рухом* розуміють переміщення тіл або частин тіла відносно одне одного. Енергія, що пов'язана з цією формою руху, називається *механічною енергією*.

Механічною енергію газу в цілому (макротіло) визначають як зовнішню енергію, а механічну енергію молекул і атомів (мікротіло) – як внутрішню енергію.

З молекулярно-кінетичної теорії відомо, що молекули і атоми перебувають у стані хаотичного (теплового) руху і між ними існують сили взаємодії (притягання і відштовхування), які залежать від відстані. Суму енергій хаотичного руху всіх молекул називають внутрішньою кінетичною енергією (икін). Суму енергії взаємодії молекул називають внутрішньою потенціальною енергією (икін). Суму енергії взаємодії молекул називають внутрішньою потенціальною енергією (икін). Суму енергії взаємодії молекул називають внутрішньою потенціальною енергією (икін). Суму енергії взаємодії молекул називають внутрішня потенціальна енергія дорівнює нулю, оскільки між його молекулами немає сил взаємодії.

Сума внутрішньої кінетичної і потенціальної енергій газу називається внутрішньою енергією:

- для реального газу: $u = u_{\kappa i n} + u_{nom}$;

– для ідеального газу: $u = u_{\kappa i \mu}$.

Через те що кінетична енергія пов'язана з температурою газу, її називають *тепловою енергією*.

Величину питомої кінетичної енергії визначають відповідно до молекулярно-кінетичної теорії:

для одноатомних газів:

$$\boldsymbol{u} = \frac{3}{2} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T} \quad [\boldsymbol{\Pi} \boldsymbol{\mathcal{K}} / \boldsymbol{\kappa} \boldsymbol{\Gamma}]; \tag{1.40}$$

для двохатомних газів:

$$\boldsymbol{u} = \frac{5}{2} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T} \quad \text{[}\boldsymbol{\mathcal{I}}\boldsymbol{\mathcal{K}}\boldsymbol{\mathcal{K}}\boldsymbol{\Gamma}\text{]}; \tag{1.41}$$

– для триатомних газів:

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{3RT} \cdot [\boldsymbol{\Pi}_{\boldsymbol{\mathcal{K}}/\boldsymbol{\mathrm{K}\Gamma}}]. \tag{1.42}$$

Внутрішня енергія має такі особливості:

1. Величина внутрішньої енергії залежить від стану газу, тобто є функцією його параметрів стану. Внутрішня енергія реального газу залежить від його природи, температури і питомого об'єму, а у ідеального газу – від виду газу і температури. 2. Абсолютна величина внутрішньої енергії залежить також від того, який стан газу умовно прийнято за нульовий для відліку внутрішньої енергії. Наприклад, в формулах (1.41), (1.42), (1.43) для ідеального газу нульовим вважають стан, який відповідає нульовій абсолютній температурі.

3. При вивченні термодинамічних процесів важливе значення має не величина внутрішньої енергії в тому або іншому стані газу, а її зміна при переході газу з початкового стану до кінцевого стану.

4. З огляду на те, що внутрішня енергія є функцією стану газу, то способами її зміни є механічний і тепловий вплив на газ або їх поєднання.

1.2.3. Робота і теплота

Поняття «робота» застосовують у двох значеннях: як форма передавання енергії між матеріальними об'єктами і як величина, що оцінює кількість переданої енергії.

1.2.3.1. Передавання енергії у формі роботи

Розглянемо передавання енергії від газу або до газу у формі роботи (рис. 1.9 а). У циліндрі 1 з рухомим поршнем 2 і з вантажами 3 міститься ідеальний газ. На поршень діють сили: вага поршня з вантажами G, сила тиску $P = p \cdot F$ (тертям поршня по стінкам нехтуємо), прийнято, що витрати тепла через стінки відсутні. Якщо поступово зменшувати вагу вантажу, то поршень під дією сили тиску буде повільно рухатися вгору. Об'єм газу при цьому буде збільшуватися, тобто газ буде розширюватися, здійснюючи роботу по підняттю поршня з вантажами за рахунок зменшення власної внутрішньої енергії.



Рисунок 1.9. До пояснення роботи і визначення роботи газу: 1 – циліндр; 2 – рухомий поршень; 3 – вантажі

У результаті зменшення кінетичної енергії молекул температура шарів газу, які прилягають до поршня, буде зменшуватися, і завдяки хаотичному руху молекул, вирівнюванню температури буде відбуватися в усьому об'ємі.

Робота, яка створюється силою тиску при збільшенні об'єму газу, називається роботою розширення газу.

Якщо збільшувати вагу вантажу G, поршень буде повільно рухатися донизу, долаючи опір газу. Об'єм газу при цьому буде зменшуватися, тобто зовнішня щодо газу сила G здійснює *роботу стискання*.

Робота розширення або стискання найбільш просто визначається в тому разі, якщо при зміні об'єму газу його тиск буде постійним (рис. 1.9а).

Припустимо в циліндрі під поршнем міститься маса газу m при деякому постійному тиску *p=const*. Тоді сила тиску, що діє на поршень, постійна і дорівнює:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{F}, \tag{1.43}$$

де p – тиск; F – площа поршню.

При переміщенні поршню на відстані *s* у напрямку дії сили *P* робота розширення дорівнює:

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{P} \cdot \boldsymbol{s} = \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{s} \tag{1.44}$$

де $F \cdot s = \Delta v = v_2 - v_1 - різниця кінцевого v_2 і початкового v_1 питомих об'ємів. Тоді вираз (1.44) набуде такого вигляду:$

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{v} = \boldsymbol{p} \cdot \left(\boldsymbol{v}_2 - \boldsymbol{v}_1\right). \tag{1.45}$$

Більш складним завданням є визначення роботи газу, коли тиск змінюється, тобто при зміні питомого об'єму від v_1 до v_2 тиск p безперервно змінюється. Уявімо, що об'єм $\Delta v = v_2 - v_1$ складається з великої кількості дуже малих об'ємів $\Delta v_1, \Delta v_2, ... \Delta v_i, ... \Delta v_N$ і тиск (p_i) у кожному такому об'ємі мало змінюється.

Тоді робота газу в кожному такому об'ємі дорівнює:

$$\Delta L_i = p_i \cdot \Delta v_i, \qquad (1.46)$$

а повна робота газу по переміщенню поршня дорівнює:

$$\boldsymbol{L} = \sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{L}_{i} \approx \sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{p}_{i} \cdot \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{v}_{i}$$
(1.47)

Точне значення роботи визначається за формулою:

$$\boldsymbol{L} = \lim_{N \to \infty} \sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{p}_i \cdot \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{v}_i = \int_{\boldsymbol{v}_1}^{\boldsymbol{v}_2} \boldsymbol{p} d\boldsymbol{v}$$
(1.48)

Повна робота усієї маси газу має такий вираз:

$$\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{n}\boldsymbol{o}\boldsymbol{6}\boldsymbol{H}} = \boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{g} \cdot \boldsymbol{L}(\boldsymbol{\mathcal{I}}\boldsymbol{\mathcal{H}})$$
(1.49)

Наочне уявлення про величину роботи в заданому термодинамічному процесі дозволяє отримати графічне зображення процесу в координатах p - v (рис. 1.10).



Рисунок 1.10. Графічне зображення роботи газу

1.2.3.2. Передавання енергії у формі тепла. Питома теплоємність

Другою формою передавання енергії є *теплообмін*, або *теплопередача*. Її суть полягає в тому, що коли два тіла з різною температурою контактують, то внутрішня енергія від більш нагрітого тіла передається до менш нагрітого тіла доти, доки температури тіл не зрівняються.

Теплообміном називається передавання внутрішньої енергії одним тілом другому внаслідок неоднаковості температур цих тіл, тобто без здійснення механічної роботи.

Передавання внутрішньої енергії може відбуватися тільки в одному напрямі – від нагрітого тіла до тіла з меншою температурою.

Величина внутрішньої енергії, яку передано шляхом теплообміну в цьому процесі, називають кількістю тепла, або просто теплом, яке бере участь у процесі.

Кількість енергії, переданої газу під час теплообміну, називають *підведеним теплом*, яке вважається позитивним, а кількість енергії, що була забрана від газу – *відведеним теплом*, котре вважають від'ємним.

При вивченні термодинамічних процесів і виконанні розрахунків широке застосування має поняття *питомої теплоємності*.

Питомою теплоємністю газу називають кількість тепла, яка необхідна для підвищення температури 1 кг газу на 1°К. Одиницею вимірювання питомої теплоємності є Дж/кг·К.

Основними факторами, від яких залежить питома теплоємність, є вид газу (молекулярна вага μ , кількість атомів в молекулі та ін.), характер термодинамічного процесу і температура газу:

– чим менша молекулярна вага, тим більшою буде питома теплоємність газу за інших рівних умов;

– питома теплоємність процесу, що відбувається за постійного тиску (c_p) , відрізняється від питомої теплоємності процесу, яка має місце при постійному об'ємі (c_v) .

Питома теплоємність c_p – кількість тепла, яку необхідно передати 1 кг газу, щоб збільшити його температуру на 1°К при постійному тиску.

Питома теплоємність c_{v} – кількість тепла, що необхідно передати 1 кг газу, щоб збільшити його температуру на 1°К при постійному об'ємі.



Рисунок 1.11. До пояснення теплоємності газу

Для ідеальних газів має місце співвідношення:

$$\boldsymbol{c}_p - \boldsymbol{c}_v = \boldsymbol{R} \tag{1.50}$$

При цьому відношення теплоємностей $k = \frac{c_p}{c_v}$ називають показником аді-

абати **k**.

Питомі теплоємності повітря при $t = 20^{\circ} C$ дорівнюють:

$$c_p = 1,009$$
Джс/кг · $K = 0,241$ ккал/кг · $K;$
 $c_v = 0,72$ Джс/кг · $K = 0,172$ ккал/кг · $K;$
 $k = 1,4.$

Питомі теплоємності твердих тіл і рідин суттєво залежать від їхньої температури.

1.2.4. Перший закон термодинаміки

1.2.4.1. Зміна внутрішньої енергії при зміні стану системи

У різних термодинамічних процесах система обмінюється із зовнішнім середовищем теплом і роботою, у результаті чого змінюється її внутрішня

енергія. В усіх формулах, які виражають перший закон термодинаміки, позитивною вважається теплота (Q), отримана системою, і робота (L), яку виробила сама система, тобто відведена від системи. При цьому змінюється внутрішня енергія системи:

$$\Delta U = Q - L_{\pm} \tag{1.51}$$

або в диференціальному вигляді:

$$dU = dQ - dL \tag{1.52}$$

У разі коли система має точки початкового (1) і кінцевого (2) стану, то різниця внутрішніх енергій у цих точках дорівнює:

$$\int_{1}^{2} dU = \int_{1}^{2} dQ - \int_{1}^{2} dL = Q_{1-2} - L_{1-2}$$
(1.53)

Як було показано вище, у круговому процесі внутрішня енергія не змінюється, отже, dU = 0. Із цього випливає, що приріст енергії (dU) є повним диференціалом, а U – функцією стану системи. Під час переходу зі стану 1 до стану 2 внутрішня енергія змінюється на величину:

$$\int_{1}^{2} d\boldsymbol{U} = \boldsymbol{U}_{2} - \boldsymbol{U}_{1}$$
(1.54)

Тоді, відповідно до (1.54):

$$\boldsymbol{Q}_{1-2} - \boldsymbol{L}_{1-2} = \boldsymbol{U}_2 - \boldsymbol{U}_1 \,. \tag{1.55}$$

Це означає, що частина тепла, підведеного до системи, витрачається на здійснення роботи, а інша частина йде на зміну внутрішньої енергії системи.

У тому разі, коли робота розширення дорівнює нулю (ізохоричний процес), все підведене тепло йде тільки на підвищення внутрішньої енергії:

$$\boldsymbol{Q}_{1-2} = \boldsymbol{U}_2 - \boldsymbol{U}_1 \tag{1.56}$$

1.2.4.2. Властивості внутрішньої енергії

Як функція термодинамічної системи внутрішня енергія має такі властивості:

- є однозначною функцією стану термодинамічної системи;

– є величиною адитивною – внутрішня енергія будь-якої складної системи дорівнює сумі внутрішніх енергій її частин:

$$U = U_1 + U_2 + ...U_N = \sum_{i=1}^N U_i$$
; (1.57)

 –при будь-якому нескінченно малому процесі зміни стану системи, зміна її внутрішньої енергії дорівнює:

$$dU = dQ - dL_{\pm} \tag{1.58}$$

–визначається з точністю до деякої постійної величини $(U_c = const)$:

$$\int_{1}^{2} dU = \int_{1}^{2} (dQ - dL) + U_{C}$$
(1.59)

1.2.4.3. Перший закон термодинаміки

Закон збереження енергії в термодинаміці набуває спеціальний вигляд і називається першим законом термодинаміки – теплова енергія, яка підведена до замкненій системі, витрачається на підвищення її внутрішньої енергії і роботу, що виробляється системою проти зовнішніх сил.

Якщо Q – підведена до системи теплова енергія, L – вироблена системою робота, ΔU – зміна внутрішньої енергії системи, яка залежить від агрегатного стану і температури системи, то математичний вираз першого закону термодинаміки буде мати такий вигляд:

$$\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{U} + \boldsymbol{L} \tag{1.60}$$

або в диференціальної формі:

$$dQ = dU + dL \tag{1.61}$$

У разі ідеального газу перший закон термодинаміки буде мати таке математичне формулювання – робота, що виробляється системою, дорівнює:

$$dL = pdV; \ L = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p\Delta V$$

$$Q = \Delta U + p\Delta V,$$

$$dQ = dU + pdV(y \ oupepenuianьнiй \ popmi),$$

$$Q = \Delta U + \int_{V_1}^{V_2} pdV.$$
(1.63)

1.2.5. Ентальпія

Визначимо повну енергію системи, у якій відбувається процес розширення газу. Така система складається з циліндра з газом і поршня з вантажем (рис. 1.12).

Потенційна енергія поршня з вантажем дорівнює потенційній енергії тиску газу:

$$\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{g} \cdot \boldsymbol{S} = \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{S} = \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{V}, \tag{1.64}$$

де S – висота, на яку підніметься вантаж масою m.



Рисунок 1.12. Схема до визначення повної енергії системи, у якій відбувається процес розширення газу

Повна енергія такої системи дорівнює сумі внутрішньої енергії газу *U* і потенційної енергії тиску:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{U} + \boldsymbol{p}\boldsymbol{V} = \boldsymbol{H} \big[\boldsymbol{\mathcal{A}}\boldsymbol{\mathcal{H}} \big]. \tag{1.65}$$

Ентальпією називають повну енергію системи.

Через те що параметри U, p, V, які визначають ентальпію, є параметрами стану, то і вона сама також є параметром стану і може бути зображена як функція двох будь-яких параметрів, наприклад:

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{f}_1(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{T}) \boldsymbol{a} \boldsymbol{\delta} \boldsymbol{o} \boldsymbol{H} = \boldsymbol{f}_2(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{v}). \tag{1.66}$$

Тобто *dH* є повним диференціалом цих незалежних параметрів:

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T dp \qquad (1.67)$$

Питома ентальпія (Дж/кг) визначається за формулою:

$$h = \frac{H}{m} \rightarrow h = u + pv = u(T) + RT$$
(1.68)

Ентальпія ідеального газу, як і внутрішня енергія, є однозначною функцією температури і не залежить від тиску і об'єму, оскільки відсутні сили взаємодії між молекулами:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_{p} = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_{T} = \frac{dh}{dT}$$
(1.69)

Зважаючи на те, що ентальпія є повний диференціал, то її зміна в будьякому процесі не залежить від характеру процесу, а тільки від початкового і кінцевого стану:

$$\Delta h_{1-2} = \int_{1}^{2} dh = h_{2} - h_{1} = (u_{2} + p_{2}v_{2}) - (u_{1} + p_{1}v_{1})$$
(1.70)

Величина *dh* для ідеального газу в рівнянні (1.49) дорівнює:

$$dh = du + pdv = c_v dT + RdT = (c_v + R)dT = c_p dT$$
(1.71)

Підставивши (1.72) в (1.71), отримаємо:

$$h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = q_p$$
(1.72)

Ураховуючи визначення ентальпії *h* і використовуючи *p* і *T* як незалежні параметри, перший закон термодинаміки можна записати у вигляді:

$$\delta q = du + d(pv) - vdp = dh - vdp \tag{1.73}$$

або, використовуючи (1.50), його також можна записати таким чином:

$$\delta q = c_p dT - v dp = dh - v dp$$
(1.74)

В інтегральній формі перший закон термодинаміки записують таким чином:

$$\boldsymbol{q}_{12} = \boldsymbol{h}_2 - \boldsymbol{h}_1 - \int_{p_1}^{p_2} \boldsymbol{v} \boldsymbol{d} \boldsymbol{p}$$
(1.75)

Якщо p = const, то $q_{12} = h_2 - h_1$.

3 рівняння (1.75) визначаємо ізобарну теплоємність:

$$c_{p} = \frac{\delta q_{p}}{dT} = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_{p}.$$
(1.76)

Для ідеальних газів похідну $\partial h/\partial T$ можна замінити повним диференціалом:

$$c_p = \frac{dh}{dT} \,. \tag{1.77}$$

1.2.6. Завдання і методи дослідження термодинамічних процесів

Метою аналізу будь-якого термодинамічного процесу є вирішення двох основних завдань:

- встановлення закономірностей зміні параметрів станів газу *p*, *v* і *T*;

– з'ясування особливостей перетворення енергії в цьому процесі – знаходження співвідношень між величинами $Q, \Delta u$ і L.

Для вирішення цих завдань використовують три рівняння:

- *pv* = *RT* – рівняння стану;

 $- Q = c \Delta T$ – рівняння кількості тепла;

– $Q = \Delta u + L$ – рівняння першого закону термодинаміки.

Метод вивчення будь-якого термодинамічного процесу складається з послідовного виконання таких дій:

– на підставі умов, що визначають термодинамічний процес, знайти рівняння, яке відображає залежність між тиском *p* і питомим об'ємом *v*;

– графічно зобразити залежність між p і v;

знайти формули залежності між параметрами *p*, *v* і *T*, що змінюються в цьому процесі;

– визначити величини, які входять до першого закону термодинаміки: кількість тепла Q, що бере участь в процесі, зміну внутрішньої енергії Δu , величину механічної роботи L.

1.2.7. Ізохорний процес

Ізохорним називається процес, який відбувається при постійному об'ємі. Умова ізохорного процесу v = const одночасно є і рівнянням цього процесу.

При підведенні тепла до газу, який міститься в постійному об'ємі, поперше, зростає кінетична енергія руху молекул, а отже, підвищується температура, по-друге, збільшується сумарний імпульс ударів молекул, тобто зростає тиск в такому ж ступені, як і температура.

Відведення тепла буде супроводжуватися зниженням температури і тиску.

Рівняння стану газу на початку процесу – $pv_1 = RT_1$, а в кінці процесу – $pv_2 = RT_2$. Поділив почленно друге рівняння на перше, отримуємо такий вираз:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$$
(1.78)

Закон Шарля має таке формулювання: в ізохорному процесі тиск газу є прямо пропорційним до температури.

Через те що в процесі, який відбувається при постійному об'ємі, механічна робота не здійснюється (L=0), то рівняння першого закону термодинаміки буде мати вигляд:

$$\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{U}, \tag{1.79}$$

тобто, в ізохорному процесі усе підведене тепло витрачається тільки на збільшення внутрішньої енергії газу.

Графічне зображення ізохорного процесу і зміни енергії подано на рис. 1.13.



Рисунок 1.13. Графічне зображення ізохорного процесу

1.2.8. Ізобарний процес

Ізобарним називається процес, який відбувається при постійному тиску газу.

Ізобарний процес можна здійснювати, якщо до робочого тіла, яке розташоване в циліндрі з рухомим поршнем, підводити (або відводити) тепло, зберігаючи навантаження на поршень незмінним.

При підведенні тепла до газу поршень з вантажем буде переміщуватися вгору внаслідок збільшення об'єму (рис. 1.14). Сталість тиску при збільшенні його питомого об'єму пояснюється тим, що зменшення числа молекул в одиниці об'єму при розширенні газу компенсується збільшенням кінетичної енергії кожної молекули за рахунок підведеного тепла.



Рисунок 1.14. Здійснення ізобарного процесу

Умова ізобарного процесу – $p = const_{,}$ одночасно є і рівнянням цього процесу, з якого видно, що *при зміні питомого об'єму тиск залишається пос-тійним*.

Рівняння стану для початку процесу – $pv_1 = RT_1$, для кінцевого стану процесу – $pv_2 = RT_2$. Поділивши друге рівняння на перше, отримуємо:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$$
(1.80)

Формула (1.80) є математичним записом *закону Гей-Люссака*: у ізобарному процесі питомий об'єм газу змінюється прямо пропорційно до температури.

Графік ізобарного процесу як з підведенням, так і з відведенням тепла являє собою горизонтальну пряму 1–2 (рис. 1.15), яка називається *ізобарою*.

Робота газу в ізобарному процесі – $L = p(v_2 - v_1)$. Тоді, враховуючи, що $pv_1 = RT_1$, а $pv_2 = RT_2$, отримуємо формулу:

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{R} \left(\boldsymbol{T}_2 - \boldsymbol{T}_1 \right). \tag{1.81}$$

Через те що кількість тепла, яка підведена в ізобарному процесі:

$$\boldsymbol{Q}_{p} = \boldsymbol{c}_{p} \left(\boldsymbol{T}_{2} - \boldsymbol{T}_{1} \right), \qquad (1.82)$$

а зміна внутрішній енергії:

$$\Delta U_p = c_v \left(T_2 - T_1 \right), \qquad (1.83)$$

то звідси випливає, що:

$$\frac{\Delta U_{p}}{Q_{p}} = \frac{c_{\nu}(T_{2} - T_{1})}{c_{p}(T_{2} - T_{1})} = \frac{c_{\nu}}{c_{p}} = \frac{1}{k}.$$
(1.84)



Рисунок 1.15. Схема перетворення енергії і графічне зображення ізобарного процесу

Для двохатомних газів k = 1, 4, тому отримуємо таке рівняння:

$$\Delta U_p = \frac{1}{k} \mathcal{Q}_p = \frac{5}{7} \mathcal{Q}_p \tag{1.85}$$

Таким чином, у ізобарному процесі розширення більша частина тепла $\left(\frac{5}{7}\boldsymbol{Q}_{p}\right)$ витрачається на збільшення внутрішній енергії газу, а менша $\left(\frac{2}{7}\boldsymbol{Q}_{p}\right)$ – на здійснення механічної роботи.

1.2.9. Ізотермічний процес

Ізотермічним називається процес, який відбувається при постійній температурі газу.

Здійснення ізотермічного процесу уявімо таким чином: циліндр з абсолютно теплопровідного матеріалу розмістимо в проточній рідині, яка має постійну температуру, і встановимо на поршень вантажі (рис. 1.16). Для здійснення ізотермічного процесу необхідно зменшувати вагу вантажу. Тоді під тиском газу поршень буде підніматися, здійснюючи роботу, об'єм газу буде збільшуватися, тиск зменшуватися, а температура зберігатиметься постійною.

Сталість температури, а значить внутрішньої енергії газу, при здійсненні ним роботи в процесі розширення забезпечується шляхом підведення тепла від рідини.


Рисунок 1.16. Здійснення ізотермічного процесу

Процес ізотермічного стискання відбувається шляхом поступового збільшення навантаження на поршень. При зменшенні питомого об'єму і при постійній температурі тиск газу збільшується внаслідок збільшення числа молекул в одиниці об'єму. Сталість температури в цьому разі забезпечується шляхом відведення тепла від газу в рідину.

Умовою ізотермічного процесу є рівність T = const. Тоді RT = const, а значить рівняння ізотермічного процесу буде мати вигляд:

$$pv = const$$
 (1.86)

Це означає, що ізотермічному процесі добуток тиску газу на його питомий об'єм у будь-якому його стані є сталою величиною:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 . (1.87)$$

Тоді отримуємо залежність між цими параметрами:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}$$
(1.88)

Закон Бойля-Маріотта має таке формулювання: при постійній температурі тиск газу змінюється зворотно пропорційно до питомого об'єму.

Графік процесу в координатах p - v являє собою рівнобічну гіперболу (v_1)

$$\left(\boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}_1 \frac{\boldsymbol{v}_1}{\boldsymbol{v}} \right)$$
 і називається *ізотермою* (рис. 1.17).



Рисунок 1.17. Схема перетворення енергії і графічне зображення ізотермічного процесу

Визначимо роботу газу в ізотермічному процесі за формулою:

$$L = \int_{\nu_1}^{\nu_2} p d\nu = \int_{\nu_1}^{\nu_2} p_1 \nu_1 \frac{d\nu}{\nu} = p_1 \nu_1 \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{d\nu}{\nu} = p_1 \nu_1 (\ln \nu_2 - \ln \nu_1) = p_1 \nu_1 \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = 2.303 p_1 \nu_1 \log \frac{\nu_2}{\nu_1}$$
(1.89)

або

$$\boldsymbol{L} = 2,303 \, \boldsymbol{p}_1 \boldsymbol{v}_1 \, \lg \frac{\boldsymbol{p}_1}{\boldsymbol{p}_2} \,. \tag{1.90}$$

Через те що $T_2 = T_1$, то $\Delta u = c_v (T_2 - T_1) = 0$, тому рівняння першого закону термодинаміки буде таким [1]:

$$\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{L} \tag{1.91}$$

1.2.10. Адіабатний процес

Адіабатним називається процес, який відбувається без підведення тепла до газу або без відведення тепла від газу.

Прикладом адіабатного процесу може бути розширення або стискання газу в циліндрі, який виготовлено з нетеплопровідного матеріалу (рис. 1.18).



Рисунок 1.18. Адіабатний процес

При зменшенні навантаження на поршень газ розширюється, здійснюючи при цьому механічну роботу. Питомий об'єм збільшується, а температура і тиск зменшуються за рахунок того, що частина кінетичної енергії руху молекул витрачається на роботу і не компенсується за рахунок підведення тепла.

Таким чином, умовою адіабатного процесу ε рівність:

$$\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{0} \tag{1.92}$$

Рівняння адіабатного процесу має такий вигляд:

$$pv^{k} = const$$
, also $pv^{k} = p_{1}v_{1}^{k}$. (1.93)

1.2.10.1. Залежність між параметрами газу

В адіабатному процесі змінюються всі три параметри газу: *p*, *v* і *T*. Підставивши значення параметрів на початку і в кінці процесу в рівнянні (1.93), отримуємо формулу залежності між ними :

$$p_1 \nu_1^k = p_2 \nu_2^k, \tag{1.94}$$

$$\boldsymbol{p}_2 \boldsymbol{\nu}_2 = \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_2, \tag{1.95}$$

$$\boldsymbol{p}_1 \boldsymbol{\nu}_1 = \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_1. \tag{1.96}$$

З першого рівняння (1.94) отримаємо зв'язок між тиском і питомим об'ємом:

$$\frac{\boldsymbol{p}_2}{\boldsymbol{p}_1} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_1}{\boldsymbol{v}_2}\right)^{\boldsymbol{k}}, \quad \frac{\boldsymbol{v}_2}{\mathrm{a}\mathrm{fo}} = \left(\frac{\boldsymbol{p}_1}{\boldsymbol{p}_2}\right)^{\frac{1}{\boldsymbol{k}}}.$$
(1.97)

Запишемо рівність (1.94) у вигляді $p_2 v_2 v_2^{k-1} = p_1 v_1 v_1^{k-1}$. Враховуючи, що pv = RT, отримуємо $T_2 v_2^{k-1} = T_1 v_1^{k-1}$, і відповідно:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} \implies \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \implies \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$
(1.98)

1.2.10.2. Графічне зображення адіабатного процесу

Графік адіабатного процесу можна побудувати, використовуючи рівняння адіабатного процесу у вигляді:

$$\boldsymbol{p}\boldsymbol{v}^{\boldsymbol{k}} = \boldsymbol{p}_{1}\boldsymbol{v}_{1}^{\boldsymbol{k}} \Longrightarrow \boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}_{1}\left(\frac{\boldsymbol{v}_{1}}{\boldsymbol{v}_{2}}\right)^{\boldsymbol{k}}.$$
(1.99)

На основі цього рівняння можемо побудувати криву, яка називається *аді-абатою* (рис. 1.19).



Рисунок 1.19. Графічне зображення адіабатного процесу

1.2.10.3. Перетворення енергії, робота газу

Через те що в адіабатному процесі *Q***=0**, то рівняння першого закону термодинаміки для нього буде мати такий вигляд:

$$\Delta u + L = 0; L = -\Delta u$$

$$(1.100)$$

$$Q = 0 \qquad \Delta U < 0 \qquad Q = 0 \qquad \Delta U > 0$$

$$L > 0 \qquad L < 0$$

Рисунок 1.20. Схема перетворення енергії в адіабатному процесі

3 виразу для внутрішньої енергії $\Delta u = \frac{1}{k-1} R(T_2 - T_1)$ отримуємо вираз для роботи:

$$\boldsymbol{L} = \frac{1}{\boldsymbol{k} - 1} \boldsymbol{R} \left(\boldsymbol{T}_1 - \boldsymbol{T}_2 \right) = \frac{1}{\boldsymbol{k} - 1} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_1 \left(1 - \frac{\boldsymbol{T}_2}{\boldsymbol{T}_1} \right).$$
(1.101)

Заміняючи у (1.101) відношення температур виразом з (1.98), отримаємо вираз:

$$\boldsymbol{L} = \frac{1}{\boldsymbol{k} - 1} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_{1} \left[1 - \left(\frac{\boldsymbol{p}_{2}}{\boldsymbol{p}_{1}} \right)^{\frac{\boldsymbol{k} - 1}{\boldsymbol{k}}} \right].$$
(1.102)

При стисканні відношення $\frac{p_2}{p_1} = \pi_c$ називають *ступенем підвищення тиску*.

При розширенні $\frac{p_1}{p_2} = \pi_p$ називають *ступенем зниження тиску*.

Тоді вирази для роботи розширення і роботи стискання будуть мати такий вигляд:

$$L_{p} = \frac{1}{k-1} R T_{1} \left(1 - \pi_{p}^{\frac{k-1}{k}} \right)$$
$$L_{c} = \frac{1}{k-1} R T_{1} \left(\pi_{c}^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)$$
(1.103)

1.2.11. Політропні процеси, їх аналіз

Крім розглянутих вище чотирьох основних типів процесів, у технічній термодинаміці важливе значення має більш широкій клас термодинамічних процесів – *політропічні процеси*. Більшість цих процесів відбувається за участю тепла Q і зі зміною усіх трьох параметрів p, v і T.

Характерною особливістю будь-якого політропічного процесу є те, що величина кожного з відношень $\frac{\Delta u}{Q}$ і $\frac{L}{Q}$ під час цього процесу залишається

постійною, що зумовлює спільність виду рівнянь усіх політропічних процесів.

Реальні процеси, які відбуваються в теплових двигунах, з тим або іншим рівнем наближення можуть розглядатися як політропічні.

Політропічним називається термодинамічний процес, рівняння якого має вигляд:

$$pv^n = const$$
, also $p_1v_1^n = p_2v_2^n$, (1.104)

де n – показник політропи (постійне число для заданого процесу).

Показник політропи може приймати будь-яке значення від $-\infty$ до $+\infty$. Деякі приклади характерних політропічних процесів наведено на рис. 1.21.



Рисунок 1.21. Графічне зображення різних політропічних процесів

При цьому вважають, що на початку стан газу однаковий для усіх процесів (рис. 1.21, точка 1).

1. При *n***=0** рівняння (1.104) приймає вигляд рівняння ізобарного процесу – $p = p_1 = const$.

2. При n=1 отримуємо рівняння ізотермічного процесу $pv = p_1v_1 = const$.

3. При *n***=k** маємо рівняння адіабатичного процесу $pv^k = p_1v_1^k = const$.

4. При *n*=- ∞ або *n*=+ ∞ рівняння (1.104) перетворюється на рівняння ізохорного процесу *v*=*v*₁=*const*.

5. При n = -1 отримуємо $pv^{-1} = p_1v_1^{-1}$ або $p = \frac{p_1}{v_1}v_1$ – рівняння прямої, яка

проходить через початок координат і розташована між ізобарою і ізохорою.

1.2.11.1. Залежності між параметрами стану газу і визначення показника політропи

Параметри, які описують політропічний процес, визначають за такими формулами:

– залежність між тиском і питомим об'ємом:

$$\frac{\boldsymbol{p}_2}{\boldsymbol{p}_1} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_1}{\boldsymbol{v}_2}\right)^n \frac{\boldsymbol{v}_2}{\text{abo}} = \left(\frac{\boldsymbol{p}_1}{\boldsymbol{p}_2}\right)^{\frac{1}{n}}; \qquad (1.105)$$

– залежність між температурою і питомим об'ємом:

$$\frac{\boldsymbol{T}_2}{\boldsymbol{T}_1} = \left(\frac{\boldsymbol{p}_1}{\boldsymbol{p}_2}\right)^{\frac{\boldsymbol{n}-1}{\boldsymbol{n}}} \frac{\boldsymbol{p}_2}{\boldsymbol{a}\boldsymbol{\delta}\boldsymbol{o}} = \left(\frac{\boldsymbol{T}_1}{\boldsymbol{T}_2}\right)^{\frac{\boldsymbol{n}}{\boldsymbol{n}-1}}; \qquad (1.106)$$

- залежність між температурою і питомим об'ємом:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} a \overline{60} \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{n-1}.$$
(1.107)

Логарифмуючи першу рівність (1.106) отримуємо таку формулу:

$$\lg \frac{p_2}{p_1} = n \lg \frac{v_1}{v_2}, \qquad (1.108)$$

Тоді показник політропи бути визначатись за формулою:

$$\boldsymbol{n} = \frac{\lg \frac{\boldsymbol{p}_2}{\boldsymbol{p}_1}}{\lg \frac{\boldsymbol{v}_1}{\boldsymbol{v}_2}} = \frac{\lg \boldsymbol{p}_2 - \lg \boldsymbol{p}_1}{\lg \boldsymbol{v}_1 - \lg \boldsymbol{v}_2}$$
(1.109)

1.2.11.2. Робота газу і коефіцієнт розподілення енергії

Робота в політропічному процесі визначається за такими ж формулами, як і в адіабатичному процесі, але показник адіабати k в них замінюється показник ком політропи n:

$$L = \frac{1}{n-1} R(T_1 - T_2)$$

$$L = \frac{1}{n-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right]$$

$$L = \frac{1}{n-1} RT_1 \left(\pi_c^{\frac{n-1}{n}} - 1\right)$$

$$L = \frac{1}{n-1} RT_1 \left(1 - \pi_p^{\frac{1-n}{n}}\right)$$
(1.110)

Знайдемо співвідношення між теплом Q, внутрішньою енергією Δu і роботою L, які входять до першого закону термодинаміки в політропічному процесі:

$$\Delta u = \frac{1}{k-1} R(T_2 - T_1); L = \frac{1}{n-1} R(T_1 - T_2)$$

$$Q = \Delta u + L = \frac{n-k}{(k-1)\cdot(n-1)} R(T_2 - T_1)$$
. (1.111)

Визначимо величину відношення $\alpha = \frac{\Delta u}{Q}$, що називають коефіцієнтом розподілення енергії:

$$\alpha = \frac{\Delta u}{Q} = \frac{n-1}{n-k}$$
(1.112)

Через те що $L = Q - \Delta u$, то відношення роботи L до теплоти Q буде визначатись за формулою:

$$\frac{L}{Q} = \frac{Q - \Delta u}{Q} = 1 - \frac{\Delta u}{Q} = 1 - \alpha = \frac{k - 1}{n - k}.$$
(1.113)

1.2.11.3. Групи політропічних процесів

Усі політропічні процеси за характером перетворення енергії можна поділити на три групи (рис. 1.22).

Перша група – процеси цієї групи мають показники **n** з інтервалом [- ∞ ;1], тобто графіки цих процесів перебувають між ізохорою і ізотермою (рис. 1.22а). Політропи *розширення* першої групи розташовані вище адіабати і ізотерми та праворуч від ізохори, тобто ці процеси відбуваються з підведенням тепла, збільшенням внутрішньої роботи і здійсненням механічної роботи розширення ($Q > 0, \Delta u > 0, L > 0$)

Політропи *стискання* першої групи розташовані нижче адіабати і ізотерми та ліворуч від ізохори, тобто ці процеси відбуваються з відведенням тепла, зменшенням внутрішньої роботи і здійсненням механічної роботи стискання $(Q < 0, \Delta u < 0, L < 0)$



Рисунок 1.22. Області політропічних процесів першої, другої та третьої груп

Друга група – процеси цієї групи мають показники політропи **n** в інтервалі [1; k], отже, їхні графіки розташовані між ізотермою і адіабатою (рис. 1.226).

Політропи розширення другої групи розташовані вище адіабати, нижче ізотерми і праворуч від ізохори. Отже, ці процеси характеризуються підведенням тепла до газу, зменшенням його внутрішньої енергії (зниженням температури) і здійсненням газом механічної роботи ($Q > 0, \Delta u < 0, L > 0$).

Політропи *стискання* другої групи розташовані нижче адіабати, вище ізотерми і ліворуч від ізохори. Тобто ці процеси характеризуються відведенням тепла, збільшенням внутрішньої енергії (збільшенням температури) і здійснюванням роботи стискання, яка витрачається на збільшення внутрішньої енергії і на тепло, що відводиться ($Q < 0, \Delta u > 0, L < 0$).

Третя група – процеси цієї групи мають показники n з інтервалом [k,+ ∞], тобто їхні графіки розташовані між адіабатою і ізохорою (рис. 1.22в).

Політропи *розширення* третьої групи розташовані нижче адіабати і ізотерми та праворуч від ізохори. Отже, ці процеси характеризуються відведенням тепла до газу, зменшенням його внутрішньої енергії (зниженням температури) і здійсненням газом механічної роботи ($Q < 0, \Delta u < 0, L > 0$).

Політропи *стискання* третьої групи розташовані вище адіабати і ізотерми та ліворуч від ізохори. Тобто ці процеси характеризуються підведенням тепла, збільшенням внутрішньої енергії (збільшенням температури), а підведення тепла витрачається на збільшення внутрішньої енергії і на тепло, що відводиться ($Q > 0, \Delta u > 0, L < 0$).

Напрямки передачі теплоти чи енергії під час політропічних процесів розширення і стискання усіх трьох груп та результати цих передач графічно відображено на рис. 1.23.



Рисунок 1.23. Схеми перетворення енергії в політропних процесах

1.3. Другий закон термодинаміки

1.3.1. Кругові процеси (цикли)

У разі однократного розширення газу можна отримати тільки незначну кількість роботи, тобто через певний час температура і тиск зрівняються з параметрами навколишнього середовища. Щоб повторно отримати роботу, робоче тіло необхідно стисканням повернути у початковий стан. Тобто для безперервного отримання роботи розімкнені термодинамічні процеси не підходять.

Робоче тіло повинно здійснювати круговий процес, внаслідок якого всі параметри і функції стану змінюються таким чином, щоб у кінці циклу вони набули початкових значень. На діаграмах цикли зображуються замкненими лініями.

Замкнені циклічні процеси знайшли широке практичне застосування в теплових машинах, оскільки вони дають можливість безперервно перетворювати теплоту в роботу або переводити теплоту на більш високий потенційний рівень.

Залежно від призначення цикли бувають прямими і обертальними. Прямі цикли використовуються для отримання роботи за рахунок теплоти. Обертальні цикли призначені для перенесення теплоти від більш холодних тіл до більш гарячих.

Прямі цикли використовують у теплових машинах, а обертальні – у холодильних машинах або теплових насосах.

Процес розширення газу необхідно здійснювати вздовж шляху, що відрізняється від шляху, за яким відбувається процес стискання. В іншому разі позитивна робота розширення буде дорівнювати негативній роботі стискання:

$$\int_{v_1}^{v_2} p(v) dv = \int_{v_2}^{v_1} p(v) dv$$
(1.114)

У *р-v* і *T-s* координатах цикли зображується замкненими кривими (рис. 1.24).



Рисунок 1.24. Графічне зображення циклів

Розглянемо циклічний процес (рис. 1.24а) з підведенням певної кількості теплоти Q_1 : робоче тіло розширюється по лінії 1-3-2, тобто буде виконана робота, еквівалентна площі 1-3-2-6-7-1. Повернення системи в початковий стан можна здійснити відведенням теплоти трьома шляхами:

1. Крива стискання 2-3-1 збігається з кривою розширення. У цьому разі позитивна робота розширення дорівнює негативній роботі стискання і сумарна робота циклу рівна дорівнює нулю: $(L_{pos} = L_{cm})$.

2. Крива стискання 2-4-1 розташована над кривою розширення. У цьому разі робота стискання, яка дорівнює площі 2-4-1-7-6-2, буде більше роботи розширення: $(L_{pos} < L_{cm})$.

3. Крива стискання 2-5-1 розташована під кривою розширення і робота циклу дорівнюватиме: $(\Delta L = L_{pos} - L_{cm} > 0)$.

Кількість підведеної в процесі розширення теплоти Q_I є еквівалентною площі 1-3-2-6-7-1 (рис. 1.24б). Процес підведення теплоти супроводжується збільшенням ентропії системи ($\Delta S > 0$).

Ентропія – термін, який означає міру невідновного розсіяння енергії або неможливості використання енергії для перетворення в корисну роботу. Величину, що є протилежною до ентропії, називають екстропією.

Щоб повернути систему в початковий стан, необхідно відвести з системи певну кількість тепла Q_2 , у результаті чого ентропія системи зменшиться $(\Delta S < 0)$. Тобто кількість тепла, що перетворюється на роботу, дорівнює $Q_{\mu} = Q_1 - Q_2$

Як було зазначено раніше, значення підведеного і відведеного тепла залежить від обраного процесу. Якщо система повертається за шляхом 2-5-1, то $Q_1 > Q_2$, якщо за шляхом 2-3-1, то $Q_1 = Q_2$, а якщо за шляхом 2-4-1, то $Q_1 < Q_2$.

Виконаємо інтегрування першого рівняння термодинаміки для циклу:

$$\oint \delta Q = \oint dU + \oint p dV$$
 (1.115)

Через те що внутрішня енергія є функцією стану, то $\prod dU = 0$, а оскільки $\prod \delta Q = Q_1 - |Q_2| = Q_u$ і $\prod p dV = L_{pos} - L_{cm} = L_u$, то рівняння можна записати таким чином:

$$\boldsymbol{\mathcal{Q}}_1 - |\boldsymbol{\mathcal{Q}}_2| = \boldsymbol{L}_{\boldsymbol{\mathcal{U}}} \tag{1.116}$$

Тобто на роботу перетворюється не все тепло, що підведене ззовні до робочого тіла, а різниця між підведеним і відведеним теплом. Прямий цикл повинен бути зображеним за годинниковою стрілкою і $L_{\mu} > 0$.

Система, від якої відбирається тепло Q_1 , називають *mennoвіддавач*, або гаряче джерело тепла, а система, до якої передається тепло Q_2 – теплоприймачем, або холодним джерелом.

Щоб отримати максимальну роботу в циклічному процесі, підведена теплота повинна бути максимальною, а відведена – мінімальною.

1.3.2. Термічний ККД циклу теплової машини

Для оцінки досконалості циклічного процесу, тобто оцінки ефективності перетворення тепла на корисну роботу, уводиться поняття *термічного коефіцієнта корисної дії циклу*.

Термічним ККД циклу називають відношення кількості тепла ($Q_1 - Q_2$), яке перетворено на корисну роботу, до всього тепла Q_1 , підведеного до робочого тіла від джерела тепла:

$$\boldsymbol{\eta}_{t} = \frac{\boldsymbol{\varrho}_{1} - \boldsymbol{\varrho}_{2}}{\boldsymbol{\varrho}_{1}} = 1 - \frac{\boldsymbol{\varrho}_{2}}{\boldsymbol{\varrho}_{1}}, \qquad (1.117)$$

оскільки $\boldsymbol{Q}_1 - \boldsymbol{Q}_2 = \boldsymbol{L}_{\boldsymbol{u}}$ то

$$\boldsymbol{\eta}_t = \frac{\boldsymbol{L}_u}{\boldsymbol{Q}_1} \tag{1.118}$$

Саді Карно встановив, що жоден з інших циклів теплових двигунів не має термічного ККД більшого, ніж [1]:

$$\eta_{t_{\text{max}}} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$
 (1.119)

де T_1 – температура джерела, від якого здійснюється підведення тепла Q_1 ; T_2 – температура холодильника, який відводить тепло Q_2 .

1.3.3. Формулювання другого закону термодинаміки

Другий закон термодинаміки встановлює характерні особливості перетворення теплової енергії і має декілька формулювань.

1. Постулат Клаузіуса (вивчення процесів підведення і відведення тепла): тепло не може переходити від холодного тіла до теплого мимовільно, без витрати зовнішньої роботи.

2. Напрям перебігу термодинамічних процесів: усі природні, тобто процеси, що відбуваються мимоволі, є переходом від менш імовірних до більш імовірних станів.

3. Постулат Томпсона (Кельвіна): у круговому процесі тепло Q_1 , що підведене до робочого тіла, не може бути повністю перетворено на роботу; частина тепла (Q_2) повинна бути відведеною до холодильнику.

4. Для переведення тепла в роботу необхідна наявність, крім джерела тепла, холодильника з більш низькою температурою, тобто необхідна різниия температур.

Перший закон термодинаміки доводить неможливість створення *вічного двигуна першого роду*, принцип дії якого заснований на отриманні корисної роботи без підведення зовнішньої енергії до системи.

З другого закону термодинаміки випливає неможливість створення *вічного двигуна другого роду*, принцип дії якого засновано на повному перетворенні теплоти в роботу.

1.3.4. Цикл Карно і теорема Карно

1.3.4.1. Цикл Карно, ККД циклу

Найвигіднішим теоретичним циклом теплового двигуна, який має найбільший термічний ККД у визначеному температурному інтервалі, є цикл, запропонований С. Карно. Цикл Карно повинен складатися з *рівноважних обертальних процесів*, бо тільки в цьому разі будуть відсутні витрати енергії, притаманні будь-якому нерівноважному процесу.

Під час роботи теплової машини робоче тіло здійснює замкнений термодинамічний цикл. Для будь-якої реальної теплової машини весь цикл, включаючи його окремі процеси, є незворотними, що викликає потребу витрачати частину виробленої роботи для переведення робочого тіла в первісний стан, забезпечуючи замкнення кругового процесу. Вказані витрати приводять до того, що не вся вироблена робота стає корисною, а частина її витрачається в самій тепловій машині, переходячи в теплоту.

Максимальний ККД має теплова машина, у якої цикл робочого тіла складається тільки з рівноважних теплових процесів і, отже, є обертальним. Проте для здійснення нагріву і охолодження потрібен теплообмін робочого тіла з нагрівачем і холодильником теплової машини, який більш ефективний, що більша різниця температур. Теплові потоки, що при цьому виникають, порушують стан теплової рівноваги і роблять ці процеси необертальними. Щоб уникнути цього, теплообмін необхідно здійснювати за дуже малої різниці температур, максимум за нескінченно малої різниці температур. Тому реалізувати рівноважний процес при теплообміні можна тільки в разі теплової рівноваги робочого тіла і нагрівача (або холодильника).

Таким чином, теплообмін з нагрівачем і холодильником у машині, яка розглядається, повинен відбуватися при ізотермічних процесах, що еквівалентно умові нескінченної повільності перебігу цих процесів. Очевидно, що така умова може бути виконано тільки наближено.

Другий процес, який може відбуватися без виникнення теплових потоків – це адіабатичний процес. Якщо він здійснюється нескінченно повільно, то такий процес є рівноважним і обертальним.

Вказані два рівноважні процеси (ізотермічний і адіабатний) можуть бути використані для складання обертального циклу. Такий обертальний круговий процес у принципі може складатися з великого, у межах навіть нескінченної кількості ізотермічних і адіабатних процесів, що повторюються один за одним. Проте для організації найпростішого кругового процесу достатньо використання двох ізотерм і двох адіабат. *Такий рівноважний термодинамічний цикл називають циклом Карно*. Можливість здійснення такого циклічного процесу пов'язана з тим, що за допомогою адіабатичного процесу завжди можливий перехід між будь-якими ізотермами, а за допомогою ізотермічного – між будьякими адіабатами.

Очевидно, що між тілами, які перебувають за однакових температур, і отже, у стані теплової рівноваги, не може відбуватися теплообмін. Із цього випливає, якщо вважати процеси строго ізотермічними, то при їх перебігу робоче тіло не повинно нагріватися від нагрівача і охолоджуватися холодильником. Тобто в циклічному процесі, що складається з двох ізотерм і двох адіабат, не може відбуватися передавання теплоти між нагрівачем (або холодильником) і робочим тілом. На прикладі такого простішого ідеального циклу можна вивчати основні закони термодинаміки і аналізувати їх.

Обертальний цикл Карно складається з двох ізотерм, які описують процес теплопередачі від нагрівача до робочого тіла і від робочого тіла до холодильника, і двох адіабат, що описують розширення і стискання робочого тіла в теплової машині (рис. 1.25). Температура нагрівача дорівнює T_1 , а температура холодильника — T_2 . Температури нагрівача і холодильника постійні, що повинно забезпечуватися нескінченно великою теплоємністю теплових резервуарів, що використовуються.



Рисунок 1.25. Цикл Карно

У першому ізотермічному процесі 1-2 відбувається передача робочому тілу теплоти Q_1 , при цьому теплота передається нескінченно повільно, при практично нульової різниці температури між нагрівачем і робочим тілом. Далі робоче тіло піддається адіабатному розширенню без теплообміну з навколишнім середовищем (процес 2-3). При ізотермічному процесі 3-4 холодильник забирає в робочого тіла теплоту Q_2 . Процес 4-1 являє собою адіабатичне стискання, яке повертає робоче тіло в початковий стан 1.

Розрахуємо ККД циклу Карно для випадку, коли як робоче тіло використовують ідеальний газ, маса якого дорівнює m. Рівняння адіабати для змінних T і V має вигляд:

$$TV^{\gamma-1} = const \tag{1.120}$$

Застосування цього рівняння до процесів 2-3 і 4-1 дозволяє отримати дві умови:

$$T_{1}V_{2}^{\gamma-1} = T_{2}V_{3}^{\gamma-1}$$

$$T_{1}V_{1}^{\gamma-1} = T_{2}V_{4}^{\gamma-1}$$
(1.121)

При діленні першого рівняння на друге системи (1.121) отримаємо таку формулу:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \,. \tag{1.122}$$

Враховуючи, що процеси 1-2 та 3-4 є ізотермічними і, відповідно, відбуваються без зміни внутрішньої енергії газу, для теплоти, що отримується (Q_1) і віддається (Q_2), на основі першого закону термодинаміки і формули для роботи в ізотермічному процесі отримуємо:

$$L_{12} = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dV}{V} = p_1 v_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = \frac{m}{\mu} RT \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right), \qquad (1.123)$$

де вже враховано, що $T_1 = T_2 = T = const$.

Тоді можна записати такий вираз [1]:

$$Q_{1} = L_{12} = \frac{m}{\mu} R T_{1} \ln \frac{V_{2}}{V_{1}}; Q_{2} = L_{34} = \frac{m}{\mu} R T_{2} \ln \frac{V_{3}}{V_{4}}.$$
 (1.124)

Підставивши вирази (1.123) і (1.124) в формулу (1.117), отримаємо таку формулу:

$$\eta = \frac{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}, \qquad (1.125)$$

яка з урахуванням співвідношення (1.121) перетворюється на:

$$\boldsymbol{\eta} = \frac{\boldsymbol{T}_1 - \boldsymbol{T}_2}{\boldsymbol{T}_1} \tag{1.126}$$

Отриманий вираз дозволяє визначити *ККД циклу Карно* оборотної теплової машини, якщо в ній як робоче тіло використовують ідеальний газ. З наведених формул випливає, що ККД такої теплової машини завжди менше одиниці і повністю визначається температурами нагрівача і холодильника.



Рисунок 1.26. Схеми теплової (а) і холодильної (б) машин

1.3.4.2. Теореми Карно

Наведені формулювання другого закону термодинаміки дозволяють перейти до формулювання *першої* і *другої теорем Карно*. Вони сформульовані у вигляді двох тверджень.

1. Коефіцієнт корисної дії будь-якої обертальної теплової машини, яка працює по незворотному циклу Карно, не залежить від виду робочого тіла і будови машини, а є функцією тільки температури нагрівача **T**₁ і холодильника **T**₂:

$$\boldsymbol{\eta}_{o\delta ep} = 1 - \boldsymbol{F} \left(\boldsymbol{T}_1, \boldsymbol{T}_2 \right)$$
(1.127)

2. Коефіцієнт корисної дії будь-якої теплової машини, яка працює по необертальному циклу, менше коефіцієнту корисної дії машини з обертальним циклом Карно, за умови рівності температур їхніх нагрівачів і холодильників:

$$\eta_{\mu eo \delta p} < \eta_{o \delta e p}$$
(1.128)

Розглянемо доказ першої теореми Карно. Припустимо, що маємо дві теплові машини із загальним нагрівачем і холодильником, які працюють по циклу Карно, але які мають різні ККД внаслідок різної будови або відмінності фізичної природи робочого тіла. Припустимо, що ККД першої теплової машини

більше, ніж у другої – $\eta_1 > \eta_2$. Тоді, запустивши першу машину по прямому циклу Карно, а другу по зворотному (внаслідок обертальності циклу Карно) і з'єднуючи їх разом так, щоб одна машина могла здійснювати роботу над іншою, можна буде в цій системі або отримувати механічну роботу за рахунок відбирання теплоти від холодильника, або передавати частину теплоти від холодильника до нагрівача. Як перший, так і другий результат роботи такої системи суперечать другому началу термодинаміки.

Аналогічні міркування можна викласти і в разі, коли $\eta_1 < \eta_2$. Таким чином, для усіх теплових машин, які працюють по обертальному циклу Карно, ККД повинен бути однаковим при однакових температурах нагрівачів і холодильників обох машин.

Друга теорема Карно може бути обґрунтована тим, що при перебігу необертального кругового процесу неминуче відбудеться перетворення частини роботи на теплоту, внаслідок дисипативних процесів, які мають місце всередині машини і пов'язані з вирівнюванням параметрів стану всередині робочого тіла і тертя рухомих частин. Це приведе до зменшення механічної роботи і, відповідно до формули (1.94), до зменшення ККД теплової машини, якщо порівняти з ідеальною машиною Карно.

Проте ККД необертальної теплової машини завжди буде менше ККД циклу Карно, якщо температури нагрівача і холодильника однакові.

Порівняння формул для ККД циклу Карно теплової машини, яка працює на ідеальному газі (1.127) і (1.128) дозволяє записати математичне формулювання першої теореми Карно в такому вигляді:

$$\boldsymbol{\eta}_{o\delta ep} = 1 - \frac{\boldsymbol{T}_2}{\boldsymbol{T}_1} \tag{1.129}$$

1.3.5. Приведена теплота і нерівність Клаузіуса

Використання першої і другої теорем Карно разом дозволяє отримати таку нерівність:

$$\frac{\boldsymbol{\varrho}_{1}-\boldsymbol{\varrho}_{2}'}{\boldsymbol{\varrho}_{1}} \leq \frac{\boldsymbol{T}_{1}-\boldsymbol{T}_{2}}{\boldsymbol{T}_{1}}$$
(1.130)

Знак рівності в цій формулі відповідає випадку опису обертальної теплової машини, а знак менше – опису необертальної теплової машині.

Формулу (1.130) можна перетворити на:

$$\frac{\boldsymbol{T}_2}{\boldsymbol{T}_1} \leq \frac{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_2'}{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_1} \Longrightarrow \frac{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_1}{\boldsymbol{T}_1} \leq \frac{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_2'}{\boldsymbol{T}_2}$$
(1.131)

Якщо отриманий вираз записати через кількість теплоти, яка підводиться до робочого тіла від нагрівача Q_1 і до холодильника $Q_2 = -Q'_2$, то формула (1.131) набуде остаточного вигляду:

$$\frac{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_1}{\boldsymbol{T}_1} + \frac{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_2}{\boldsymbol{T}_2} \le 0 \tag{1.132}$$

Ця формула є окремим випадком нерівності Клаузіуса.

Для отримання нерівності Клаузіуса в загальному випадку розглянемо теплову машину, робоче тіло якої при здійсненні кругового термодинамічного процесу обмінюється теплотою з достатньо великою кількістю теплових резервуарів (нагрівачів і холодильників), що мають температури $T_1, T_2, ..., T_N$ (рис. 1.27). За таких умов теплообміну робоче тіло отримує від теплових резервуарах теплоту $Q_1, Q_2, ..., Q_N$. Робота такої теплової машини буде дорівнювати: $L=Q_1+Q_2+...+Q_N$.

При використанні цього виразу необхідно враховувати, що теплота Q_i може мати негативний знак у разі, якщо при теплообміні з *i*-м резервуаром теплота відбирається від робочого тіла.



Рисунок 1.27. Схема теплової машини з великою кількістю нагрівачів і холодильників

Щодо теплової машині, яка розглядається, нерівність (1.132) можна записати у вигляді:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \dots + \frac{Q_N}{T_N} = \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{T_i} \le 0$$
(1.133)

Величину $\frac{Q}{T}$ називають приведеною кількістю теплоти, що чисельно дорівнює кількості теплоти, отриманої системою за абсолютної температури

При переході до нескінченого числа теплових резервуарів, з якими робоче тіло теплової машини обмінюється теплотою, суму за формулою (1.133) може бути замінено інтегруванням по замкненому термодинамічному циклу:

Т, яку віднесено до цієї температури.

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \le 0 \tag{1.134}$$

Із цієї формули бачимо, що сума приведеної кількості теплоти на замкненому циклі для будь-якої термодинамічної системи не може бути більше нуля (нерівність Клаузіуса).

Нерівність Клаузіуса (1.132) дозволяє відрізняти обертальні і необертальні кругові термодинамічні процеси. У разі, якщо термодинамічний цикл складається тільки з обертальних процесів, нерівність (1.134) переходить у *рівність Клаузіуса*:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \tag{1.135}$$

Рівність Клаузіуса (1.135) має принципове значення для побудови рівноважної термодинаміки. Випадок суворої нерівності у формулі (1.132) відповідає описанню необертальних кругових термодинамічних процесів.

1.3.6. Термодинамічна ентропія та її властивості

Поняття *термодинамічної ентропії* (Клаузіус, 1865 р.) має ключове значення для розуміння основних положень термодинаміки.

1.3.6.1. Властивості ентропії у зворотних процесах

Розглянемо обертальний круговий термодинамічний процес (рис. 1.28). Для цього процесу може бути записано рівність Клаузіуса (1.135) у вигляді:

$$\int_{\substack{1 \to 2\\ I}} \frac{\delta Q}{T} + \int_{\substack{2 \to 1\\ II}} \frac{\delta Q}{T} = 0$$
(1.136)

де перший інтеграл визначається за траєкторією І, а другій – відповідно за траєкторією ІІ (рис. 1.28).



Рисунок 1.28. Обертальний круговий термодинамічний процес

Зміна напрямку перебігу процесу $2 \xrightarrow{I}_{II}$ на протилежний $1 \xrightarrow{I}_{I} 2$, що можна виконати внаслідок обертальності процесу II, веде до зміни знаку перед другим інтегралом (1.136). Ця зміна і перенесення другого інтеграла у виразі (1.136) в праву частину приведуть до такої формули:

$$\int_{\substack{1 \to 2 \\ I}} \frac{\delta Q}{T} = \int_{\substack{1 \to 2 \\ I}} \frac{\delta Q}{T}$$
. (1.137)
виразу (1.137) випливає, що для обертальних процесів інтеграл $\int_{\substack{1 \to 2 \\ o \delta e p}} \frac{\delta Q}{T}$

не залежить від конкретного виду траєкторії, по якій відбувається процес, а визначається тільки початковими і кінцевими рівноважними станами термодинамічної системи. Тому елементарна приведена кількість теплоти $\frac{\delta Q}{T}$ повинна бути повним диференціалом деякої функції *S*, що залежить тільки від стану термодинамічної системи, тобто:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$
(1.138)

Тоді інтеграл $\int_{1 \to 2} \frac{\delta Q}{T}$ буде дорівнювати різниці значень функції **S** у рів-

новажних станах 1 і 2:

3

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_{\substack{1 \to 2\\ o \delta e p}} \frac{\delta Q}{T}$$
(1.139)

Величина S є функцією, яка залежить тільки від рівноважного стану термодинамічної системи. Вона не залежить від конкретного виду термодинамічного процесу, який привів систему до вказаного стану. Ця функція була названа Клаузіусом термодинамічною ентропією.

Термодинамічну ентропію використовують для опису рівноважного стану термодинамічної системи. Щоб знайти ентропію S термодинамічної системи, яка перебуває у квазірівноважному стані, при якому можна вважати, що її окремі частини (підсистеми) перебувають у стані рівноваги, можна використати властивість адитивності ентропії:

$$\boldsymbol{S} = \sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{S}_{i}$$
(1.140)

1. Властивість адитивності ентропії полягає в тому, що термодинамічна ентропія макроскопічної системи, яка складається з підсистем, що перебувають у рівновазі, дорівнює сумі ентропій цих підсистем.

2. Постулат Планка – для деякої термодинамічної системи стани з найменшою ентропією і найменшою температурою збігаються.

3. Постулат Гіббса – ентропія ізольованою системи в стані термодинамічної рівноваги має максимальне значення, тобто для рівноваги ізольованої системи необхідно і достатньо, щоб при усіх можливих змінах її станів варіація ентропії ΔS системи не була позитивною.

1.3.6.2. Особливості зміни ентропії в незворотних процесах

Застосуємо нерівність Клаузіуса для опису необертального кругового термодинамічного процесу, який показано на рис. 1.29.



Рисунок 1.29. Необертальний круговий термодинамічний процес

Припустимо, що процес $1 \xrightarrow{I} 2$ буде необертальним, а процес $2 \xrightarrow{I} 1$ – обертальним. Тоді нерівність Клаузіуса для цього випадку набуде такого вигляду:

$$\int_{\substack{1 \to 2\\ T}} \frac{\delta Q}{T} + \int_{\substack{2 \to 1\\ T}} \frac{\delta Q}{T} < 0$$
(1.141)

Через те що процес $2 \rightarrow 1_{II} \epsilon$ обертальним, то для нього можна отримати вираз:

$$\Delta S = S_2 - S_1 > \int_{\substack{1 \to 2\\ \mu c o \delta p}} \frac{\delta Q}{T}$$
(1.142)

Порівняння виразів (1.139) і (1.142) дозволяє записати таку нерівність:

$$\Delta S = S_2 - S_1 \ge \int_{1 \to 2} \frac{\delta Q}{T}$$
(1.143)

У (1.143) знак рівності має місце в разі, якщо процес $1 \rightarrow 2$ є обертальним, а знак «більше» – якщо цей процес є необертальним.

Нерівність (1.143) може бути також записано і в диференціальній формі:

$$dS \ge \frac{\delta Q}{T} \tag{1.144}$$

Якщо розглянути адіабатично ізольовану термодинамічну систему, для якої $\delta Q = 0$, то вираз (1.144) матиме вигляд:

$$\delta Q \ge 0 \tag{1.145}$$

Або в інтегральної формі:

$$\boldsymbol{S}_2 \ge \boldsymbol{S}_1. \tag{1.146}$$

Отримані нерівності виражають закон збільшення ентропії, який має таке формулювання: в адіабатично ізольованій термодинамічній системі ентропія не може зменшуватись – вона або зберігається, якщо у системі відбуваються тільки обертальні процеси, або зростає, якщо в системі має місце хоча б один необертальний процес.

Ентропія ізольованої системи. В ізольованій системі спонтанно можуть відбуватися тільки ті процеси, за яких існує збільшення ентропії. Отже, рівновага в ізольованій системі досягається в стані з максимальною ентропією.

1.3.7. Ентропія ідеального газу

Для отримання розрахункового виразу зміни ентропії ідеальних газів скористуємось першим законом термодинаміки, у якому теплота визначається через використання зміни ентальпії

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{dh - vdp}{T} = \frac{dh}{T} - \frac{vdp}{T}.$$
(1.147)

Для ідеального газу зміна ентальпії визначається як $dh = c_p dT$, а питомий об'єм – $v = \frac{RT}{p}$. Підставивши вирази зміни ентальпії і питомого об'єму у рівняння (1.147) отримуємо рівняння для визначення зміни ентропії ідеального газу:

$$dS = c_p \frac{dT}{T} - \frac{RT}{p} \cdot \frac{dp}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}.$$
 (1.148)

Різницю ентропії ідеального газу в конкретних двох станах можна отримати інтегруванням виразу (1.148):

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 c_p \frac{dT}{T} - \int_1^2 R \frac{dp}{p} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$
 (1.149)

Скориставшись формулою Майера ($c_p = c_v + R$) і рівнянням Менделєєва-Клапейрона (pv = RT), вираз (1.149) можна записати через дві інші пари термічних параметрів стану:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}$$
(1.150)

Для визначення абсолютного значення ентропії ідеального газу необхідно зафіксувати початок її відліку будь-якої парою термічних параметрів стану.

Наприклад, взявши $S_0 = 0$ при T_0 і p_0 і скориставшись рівнянням (1.150) отримуємо таку формулу:

$$\Delta S = S - S_0 = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{p}{p_0}$$
(1.151)

Вираз (1.151) свідчіть про те, що ентропія ідеального газу є параметром стану, тому що її можна визначити через будь-яку пару параметрів стану. Сама ентропія є параметром стану, використовуючи її в парі з будь-яким незалежним параметром стану, можна визначити інший параметр стану газу.

1.3.8. Зображення основних зворотних термодинамічних процесів з ідеальним газом в *T* - *s* координатах

Завданнями при дослідженні термодинамічних процесів є:

- знайти рівняння процесу в координатах **Т s**;
- встановити зв'язок між термодинамічними параметрами;

– визначити кількість теплоти, яка бере участь у процесі, зміни внутрішньої енергії і вироблену механічну роботу.

1.3.8.1. Ізохорний процес

В ізохорному процесі усе тепло, яке передано робочому тілу, йде на зміну його внутрішньої енергії, тобто $dq_v = du = c_v dT$. Інтегруючи цей вираз при $c_v = const$ отримуємо таку формулу:

$$\boldsymbol{q}_{\nu} = \boldsymbol{u}_{2} - \boldsymbol{u}_{1} = \boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{u} = \boldsymbol{c}_{\nu} \left(\boldsymbol{T}_{2} - \boldsymbol{T}_{1}\right). \tag{1.152}$$

Зміна ентальпії в ізохорному процесі визначається за формулою:

$$\Delta i = i_2 - i_1 = c_p \left(T_2 - T_1 \right).$$
(1.153)

Рівняння процесу на діаграмі T - s отримуємо, інтегруючи при v = const:

$$dS_{\nu} = \frac{dq_{\nu}}{T} = c_{\nu} \frac{dT}{T} \Longrightarrow \Delta S_{\nu} = (S_2 - S_1)_{\nu} = c_{\nu} \ln \frac{T_2}{T_1}$$
(1.154)

Із рівняння (1.154) бачимо, що ізохора в координатах **Т -** *s* являє собою логарифмічну криву (рис.1.30).



Рисунок 1.30. Ізохорний процес в **Т - s** координатах

1.3.8.2. Ізобарний процес

В ізобарному процесі уся теплота витрачається на зміну ентальпії відповідно до формули:

$$\boldsymbol{q}_{p} = \boldsymbol{\Delta} \boldsymbol{i} = \boldsymbol{c}_{p} \left(\boldsymbol{T}_{2} - \boldsymbol{T}_{1} \right)$$
(1.155)

Рівняння процесу в діаграмі *T-s* отримують при p = const, інтегруючи відношення:

$$dS_{p} = \frac{dq_{p}}{T} = c_{p} \frac{dT}{T} \Longrightarrow \Delta S_{p} = (S_{2} - S_{1})_{p} = c_{p} \ln \frac{T_{2}}{T_{1}}$$
(1.156)

Ізобара, як й ізохора, у діаграмі T - s зображується логарифмічною кривою, яка проходить більш полого, ніж ізохора, оскільки $c_p > c_v$, (рис. 1.31).



Рисунок 1.31. Ізобарний процес у Т-ѕ координатах

1.3.8.3. Ізотермічний процес

В ізотермічному процесі (dT=0) зміна внутрішньої енергії не відбувається ($\Delta u = c_v \Delta T = 0$) і уся теплота, яка підведена до робочого тіла, витрачається на механічну роботу ($dq_T = dl_T \Rightarrow q_T = l_T$). Роботу в ізотермічному процесі (для 1 кг робочого тіла) визначають за формулою:

$$l_{T} = RT \ln \frac{p_{1}}{p_{2}} = p_{1}v_{1} \ln \frac{v_{2}}{v_{1}} = p_{2}v_{2} \ln \frac{v_{2}}{v_{1}} = p_{1}v_{1} \ln \frac{p_{2}}{p_{1}} = p_{2}v_{2} \ln \frac{p_{2}}{p_{1}}$$
(1.157)

Теплоємність в ізотермічному процесі прямує до нескінченості $c_T \to \infty$, тобто яку б велику кількість теплоти не було передано до робочого тіла, його температура не підвищується. Процес на діаграмі T - s (рис. 1.32) зображується прямою T = const, яка є паралельною осі абсцис.



Рисунок 1.32. Ізотермічний процес в Т – ѕ координатах

Площа під прямою відповідає кількості теплоти:

$$\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{T}} = \boldsymbol{T} \left(\boldsymbol{S}_2 - \boldsymbol{S}_1 \right) \tag{1.158}$$

Зміна ентропії визначається за формулою:

$$\Delta S_{T} = (S_{2} - S_{1})_{T} = \frac{q_{T}}{T} = \frac{l_{T}}{T} = R \ln \frac{v_{2}}{v_{1}} = R \ln \frac{p_{1}}{p_{2}}.$$
 (1.159)

1.3.8.4. Адіабатний процес

Рівняння

Адіабатний процес – це процес без підведення і відведення тепла. У ньому змінюються усі три параметра робочого тіла. Зміна ентальпії розраховується за формулою (1.159). Оскільки в цьому процесі dq = 0, то значення теплоємності $c_{q=0} = 0$.

адіабати в діаграмі
$$T - s$$
 має вигляд:
 $dq = Tds$ _{при} $dq = 0; dS = 0 \Rightarrow S = const$ (1.160)

тобто адіабатний процес одночасно є ізоентропійним. На діаграмі (рис. 1.33) він відображається вертикальною прямою, яка є паралельною осі ординат.



Рисунок 1.33. Адіабатний процес в **Т** – **s** координатах

1.3.9. Координати *i – s*

Недоліком діаграм, які побудовані в T-s координатах, є необхідність розраховувати *площі* окремих ділянок діаграми при визначенні питомої теплоти q і роботи l процесу, зміни внутрішньої енергії Δu і ентальпії Δi газу. Цього недоліку позбавлені діаграми стану, що побудовані в координатах i-s (ентальпія-ентропія), де величини $q, l, \Delta u$ и Δi подано як відрізки прямих. Ця особливість i-s спрощує аналіз і розрахунок термодинамічних процесів.

Розглянемо перебіг основних процесів з ідеальними газами в i - s- координатах (рис. 1.34a).



Рисунок 1.34. Основні процеси в i - s - координатах (а) і фрагмент i - s - діаграми (б)

Обертальний адіабатний процес зображується в i - s координатах, як і в координатах T - s, прямою вертикальною лінією (s = const).

Ізотермічний процес для ідеального газу $di = c_p dT = 0$. Через те що в цьому процесі T = const, то di = 0. Отже, i = const – це горизонтальна лінія в $i - s_{\text{координатах}}$.

Ізобарний процес – $dq = Tds = c_p dT = di$. Ізобара являє собою криву лінію, тангенс кута нахилу дотичної до якої дорівнює: $tg(c_p) = \left(\frac{di}{dS}\right)_p = T$. Через те що в ізобарному процесі зі зростанням ентальпії збільшується температура, то зростає й c_p . Отже, так само як і в координатах T - s крива повернута опуклістю до осі абсцис.

Ізохорний процес по аналогії з ізобарним процесом можна записати $dq = Tds = c_v dT = \frac{c_p}{k} dT = \frac{di}{T}$. Отже, ізохора, так само як й ізобара, являє собою

криву лінію, яка повернута опуклістю до осі абсцис. Взаємне розташування ізобари та ізохори в i - s координатах аналогічно їх розташуванню в координатах T - s.

За допомогою i - s діаграми (рис. 1.34б) можна визначати основні термодинамічні величини, які входять до формули першого закону термодинаміки. Якщо відоме положення точок початку (1) і кінця (2) процесу, безпосередньо з діаграми визначаються параметри газу в цих точках p_1, v_1, p_2, v_2 а також $T_1 = \frac{p_1 v_1}{R}, T_2 = \frac{p_2 v_2}{R}$. Зміна ентальпії і ентропії також безпосередньо визнача-

ється з діаграми, тобто $\Delta i = i_2 - i_1 i \Delta S = S_2 - S_1$.

Зміна внутрішньої енергії визначають за формулою:

$$\Delta u = c_{\nu} \Delta T = \frac{c_{p} \Delta T}{k} = \frac{\Delta i}{k}$$
(1.161)

Тоді величини питомої теплоти і питомої роботи в різних процесах визначають таким чином:

- у ізобарному процесі: $q = c_p \Delta T = \Delta i$; $l = q \Delta u$;
- у ізохорному процесі: $q = \Delta u$;
- у ізотермічному процесі: $q = q \Delta T$; l = q;
- у адіабатному процесі: $l = \Delta u$.

1.4. Ідеальні цикли теплових двигунів

1.4.1. Термодинамічний метод дослідження циклів теплових двигунів

Через те що дійсні процеси в теплових двигунах доволі складні, то для аналізу головних властивостей і особливостей двигуна реальні процеси при вивчення циклів двигунів замінюються з більшим або меншим ступенем наближення теоретичними термодинамічними циклами, тобто розглядаються як ідеальні цикли.

Ідеальним називається цикл, складений з найпростіших термодинамічних процесів, які являють собою спрощену схему дійсних процесів, які відбуваються в двигунах.

Для ідеальних циклів беруть такі основні допущення:

– робочим тілом під час всього циклу є ідеальний газ;

– теплоємності c_p, c_v , і показник адіабати k не залежать від температури;

– в усіх елементах двигуна відсутні будь-які витрати тепла в холодильник згідно з другим законом термодинаміки.

Завданням вивчення ідеального циклу теплового двигуна є визначення параметрів стана газу на початку і в кінці кожного процесу, кількості підведеного і відведеного питомого тепла, величини корисної роботи циклу і термічного ККД.

1.4.2. Цикл газотурбінних двигунів (цикл Брайтона)

Цикл Брайтона реалізовано в газотурбінних двигунах (далі – ГТД), одним з конструктивних різновидів є турбореактивний двигун (ТРД), принципову схему якого показано на рис. 1.35.



Рисунок 1.35 Схема ТРД

Робочим тілом у ГТД є атмосферне повітря, яке безперервно надходить у двигун і бере участь у процесах стискання у вхідному пристрої і компресорі, згоряння палива (підведенні тепла), розширення в турбіні і соплі.

Цей цикл називають також циклом з підведенням теплоти при постійному тиску, який складається з двох адіабат і двох ізобар (рис. 1.36):

1) адіабати стискання – 0-1*-2*: 0-1* у вхідному пристрої, 1*-2* – у компресорі;

- 2) ізобари 2^*-3^* : підведення тепла q_1 у камері згоряння;
- 3) адіабати розширення 3*-4*-5: 3*- 4* в турбіні, 4*-5 у вихідному соплі;

4) ізобари 5-0: відведення тепла q₂.

Для дослідження циклу Брайтона необхідно задати:

– вид робочого тіла (k, R) і його параметри p_{θ} і T_{θ} у початкової точці 0;

число *М*₀;

– температуру газів перед турбіною T_3^* ;



Рисунок 1.36. Ідеальні цикли ТРД у **р-v** (а) і **Т-S** (б) координатах

Параметри повітря в точці 1* після його стискання визначаються за формулою:

$$\boldsymbol{T}_{1}^{*} = \boldsymbol{T}_{0} \left(1 + 0, 2\boldsymbol{M}_{0}^{2} \right); \boldsymbol{p}_{1}^{*} = \boldsymbol{p}_{0} \left(1 + 0, 2\boldsymbol{M}_{0}^{2} \right)^{3.5}.$$
(1.162)

За заданим ступенем підвищення тиску π^* і залежностями між параметрами в адіабатичному процесі визначають параметри в точці 2*:

$$\boldsymbol{p}_{2}^{*} = \boldsymbol{\pi}^{*} \boldsymbol{p}_{0}; \boldsymbol{T}_{2}^{*} = \left(\boldsymbol{\pi}^{*}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \boldsymbol{T}_{0}$$
(1.163)

Параметри робочого тіла в кінці адіабатичного процесу (точка 3*) відомі тому, що температура T_3^* задана і $p_3^* = p_2^*$.

Значення параметрів газу за турбіною визначається з умови рівності робіт розширення в турбіні і стискання в компресорі:

$$\boldsymbol{L}_{T} = \boldsymbol{L}_{K} \Longrightarrow \boldsymbol{L}_{T} = \frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1} \boldsymbol{R} \left(\boldsymbol{T}_{3}^{*} - \boldsymbol{T}_{4}^{*} \right); \boldsymbol{L}_{K} = \frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1} \boldsymbol{R} \left(\boldsymbol{T}_{2}^{*} - \boldsymbol{T}_{1}^{*} \right). \quad (1.164)$$

Отже,

$$T_3^* - T_4^* = T_2^* - T_1^*$$
 (1.165)

Тоді тиск за турбіною буде визначатись за формулою:

$$\boldsymbol{p}_{4}^{*} = \boldsymbol{p}_{3}^{*} \left(\frac{\boldsymbol{T}_{4}^{*}}{\boldsymbol{T}_{3}^{*}} \right)^{\frac{n}{k-1}}$$
(1.166)

Через те що $p_5 = p_0$, можна визначити температуру T_5 за формулою:

$$\boldsymbol{T}_{5} = \boldsymbol{T}_{3}^{*} \left(\frac{\boldsymbol{p}_{5}}{\boldsymbol{p}_{3}^{*}}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \boldsymbol{T}_{3}^{*} \left(\frac{\boldsymbol{p}_{0}}{\boldsymbol{p}_{2}^{*}}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \boldsymbol{T}_{3}^{*} \left(\boldsymbol{\pi}^{*}\right)^{\frac{1-k}{k}}.$$
(1.167)

За відомими значеннями параметрів у характерних точках циклу визначаємо кількість підведеного q_1 і відведеного q_2 тепла, а потім корисну роботу циклу за формулою:

$$\boldsymbol{q}_{1} = \boldsymbol{c}_{p} \left(\boldsymbol{T}_{3}^{*} - \boldsymbol{T}_{2}^{*} \right); \boldsymbol{q}_{2} = \boldsymbol{c}_{p} \left(\boldsymbol{T}_{5} - \boldsymbol{T}_{0} \right), \qquad (1.168)$$

$$\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{\mu}} = \boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{q}_2 \tag{1.169}$$

Знайдемо термічний ККД циклу за формулою:

$$\eta_{t} = 1 - \frac{q_{1}}{q_{2}} = 1 - \frac{c_{p}(T_{5} - T_{0})}{c_{p}(T_{3}^{*} - T_{2}^{*})} = 1 - \frac{c_{p}(T_{5} - T_{0})}{c_{p}(T_{5} - T_{0}) \cdot (\pi^{*})^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - (\pi^{*})^{\frac{k-1}{k}}$$
(1.170)

Таким чином, термічний ККД ідеального циклу ТРД залежить тільки від ступеня підвищення тиску. У зв'язку з тим, що в реактивному двигуні корисна робота використовується тільки для збільшення кінетичної енергії газу, можна записати:

$$L_{u} = \frac{c_{5}^{2} - V^{2}}{2}.$$
 (1.171)

Розглянутий цикл з підведенням тепла при постійному тиску і адіабатичними процесами стискання і розширення лежать в основі робочих процесів не тільки ТРД, а й інших авіадвигунів: турбогвинтового (ТГвД), двоконтурного ТРД (ДТРД), прямоточного повітряно-реактивного (ППРД).

1.4.3. Цикл газотурбінних двигунів зі ступінчастим підведенням тепла (турбореактивні двигуни з форсажною камерою)

У авіації набули широкого поширення турбореактивні двигуни з форсажною камерою (далі – ТРДФ). Такі двигуни дозволяють літальному апарату рухатись із надзвуковими швидкостями. Принцип дії такого двигуна показано на рис. 1.37.

Значення максимальної температури газу перед турбіною T_3^* у газотурбінних двигунів лімітується умовами термічної міцності матеріалів. Це обмежує отримувану роботу циклу L_u , а отже, його тягу (або потужність), за заданих розмірах двигуна. Збільшити L_u можна, якщо використати ступінчасте підведення теплоти (q_1).



Рисунок 1.37. Схема ТРДФ

Один з варіантів циклу зі ступінчастим підведенням теплоти використовується в авіаційних турбореактивних двигунах з форсажною камерою, розташованою за турбіною (рис. 1.37).



Рисунок 1.38. Ідеальні цикли ТРДФ в **р - v** (а) і **Т - s** (б) координатах (цикли з ступінчастим підведенням тепла)

Термодинамічні процеси відбуваються в цьому двигуні в такій послідовності:

 0-1*-2* – адіабатичне стискання повітря у вхідному пристрої і компресорі;

– 2*-3* – ізобарне підведення теплоти $q_{\kappa c}$ в основній камері згоряння;

- 3*-4* – адіабатне розширення газу в турбіні;

– 4*-4 $_{\phi}$ – ізобарне підведення теплоти $q_{\phi\kappa}$ у форсажній камері згоряння;

- 4_{ϕ} - 5_{ϕ} адіабатне розширення газу в соплі;
- 5_ф-5-0 ізобарне відведення теплоти q_2 в атмосферу.

У ТРДФ температура газу в форсажної камері згорання T_4^* звичайно більше його температури перед турбіною T_3^* через відсутність обмежень, пов'язаних з міцністю турбіни. Якщо форсажна камера згорання вимкнена, то двигун працює як ТРД за циклом Брайтона.

Загальна кількість тепла, що підводиться до 1 кг робочого тіла, буде дорівнювати:

$$Q_{1} = Q_{\kappa c} + Q_{\phi \kappa} = c_{p} \left(T_{3}^{*} - T_{2}^{*} \right) + c_{p} \left(T_{4\phi}^{*} - T_{4}^{*} \right).$$
(1.172)

Корисна робота циклу зі ступінчастим підведенням тепла на діаграмі (рис. 1.38) зображено площиною 0-2*-3*-4*-4_ф-5_ф-0 і при однакових значеннях величин π^* і $Q_{\kappa c}$ буде більше корисної роботи циклу Брайтона, який зображено як площу у межах кривих 0-2*-3*4*-5-0 (рис. 1.38а).

Збільшення корисної роботи циклу за рахунок додаткового підведення теплоти спричиняє, згідно з формулою (1.171), зростання швидкості витікання газів з двигуна, а отже, збільшення тяги.

Термічний ККД розглянутого циклу дорівнює:

$$\boldsymbol{\eta}_{t} = 1 - \frac{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_{2}}{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_{1}} = 1 - \frac{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_{2}}{\boldsymbol{\mathcal{Q}}_{\kappa c} + \boldsymbol{\mathcal{Q}}_{\phi \kappa}}, \qquad (1.173)$$

 $\operatorname{de} \boldsymbol{Q}_2 = \boldsymbol{c}_p \left(\boldsymbol{T}_{5\phi} - \boldsymbol{T}_0 \right)_{\cdot}$

Таким чином, ТРДФ, якщо порівняти з ТРД, створює більшу тягу (бо створює більшу роботу циклу), але програє в економічності, оскільки при ступінчастому підведенні теплоти термічний ККД циклу дещо зменшується.

1.4.4. Цикл Брайтона з регенерацією тепла

Одним із засобів збільшення термічного ККД є регенерація теплоти. Принципова схема турбогвинтового двигуна (ТГвД) з регенерацією теплоти показана на рис. 1.39.



Рисунок 1.39. Схема ТГвД з регенерацією тепла

Основна різниця цього двигуна від ТРД, який був розглянутий вище, полягає в тому, що в ньому є теплообмінювач, у якому гази, які виходять з турбіни, передають частину своєї теплоти \boldsymbol{q}_p повітрю, що поступає в теплообмінювач з компресора. Підігрівання повітря в теплообміннику зменшує кількість теплоти, котре треба підвести до нього в камері згоряння для забезпечення заданої температури циклу \boldsymbol{T}_3 . Очевидно, що регенерація теплоти можлива за умови $\boldsymbol{T}_4 > \boldsymbol{T}_2$, тобто температура газів за турбіною більша, ніж температура газів за компресором.

Ідеальний цикл такого двигуна (рис. 1.40) складається з таких процесів:

1) 1 - 2* – адіабатне стискання у вхідному пристрої і компресорі;

2) 2*-2_p – ізобарне підведення теплоти q_p до повітря в теплообміннику;

3) 2_р - 3* – ізобарне підведення теплоти q_1 у камері згоряння;

4) 3*- 4 – адіабатне розширення в турбіні і соплі;

5) 4 - 4_p – ізобарне відведення теплоти q_p від гарячого газу у теплообміннику;

6) 4_р - 1 – ізобарне відведення теплоти q_2 в атмосферу.

У *T-s* координатах кількість теплоти $q_p = c_p (T_{2p} - T_2)$, яка віддається газом у теплообміннику, еквівалентна площині $c - 4_p - 4 - d$, а та ж кількість теплоти, яку отримує повітря в теплообміннику – площині $a - 2 - 2_p - b$.



Рисунок 1.40. Цикл ТГвД з регенерацією тепла

Максимальна температура, до якої може бути нагріте повітря в теплообміннику, дорівнює температурі газу за турбіною $T_{2\max} = T_4$. У цьому граничному випадку в регенерації бере участь максимальна кількість теплоти $q_{p\max} = c_p (T_{2p\max} - T_2) = c_p (T_4 - T_2)$.

Ступенем регенерації σ_{per} називають відношення дійсної кількості теплоти, яка бере участь в регенерації, до максимально можливого її значення:

$$\sigma_{per} = \frac{q_p}{q_{pmax}} = \frac{T_{2pmax} - T_2}{T_4 - T_2}.$$
(1.174)

У реальних ГТД з регенерацією теплоти $\sigma_{per} < 1$. Термічний ККД розгля-

нутого циклу визначається за відомим виразом $\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$.

Використання регенерації зменшує значення теплоти q_1 і q_2 на одне і теж значення q_p . Але оскільки $q_2 < q_1$, то це зменшення веде до зниження відношення q_2/q_1 , тобто до збільшення η_t . Таким чином, при рівних параметрах циклу двигун, у якого реалізований цикл Брайтона з регенерацією теплоти, має більш високе значення термічного ККД і тому кращу економічність, ніж двигун без регенерації.

1.4.5. Цикли поршневих двигунів

Поршневі двигуни зараз широко використовують на легких літаках і вертольотах. Схему поршневого двигуна зображено на рис. 1.41.

Робочими елементами поршневого двигуна є циліндр (2) і поршень (3), який з'єднаний через гонок (4) та корбу (5) зі споживачем потужності (гвинтом).



Рисунок 1.41. Схема поршневого двигуна

При переміщенні поршня змінюється об'єм циліндру від максимального V_1 до мінімального V_2 і навпаки. Положення поршня, яке відповідає V_1 , називають нижньою мертвою точкою (далі – HMT), а положення, яке відповідає V_2 – верхньою мертвою точкою (далі – BMT). Одне переміщення поршню між цими крайніми точками називають ходом, або тактом. Циліндр має клапани для впуску (всмоктування) робочого тіла на початку такту і випускання (вихлопу) продуктів згорання в його кінці.

Найбільшого поширення набули таки типи поршневих двигунів:

- з реалізацією ізохоричного підведення теплоти (цикл Отто);

- з ізобаричним підведенням теплоти (цикл Дизеля);

– зі змішаним (ізохоричне-ізобаричним) підведенням теплоти (цикл Тринклера).

1.4.5.1. Цикл Отто

Цей цикл є циклом поршневого двигуна з підведенням теплоти при постійному об'ємі (рис. 1.42). Такий цикл використовується з примусовим запалюванням і відбувається таким чином. Від початкового стану 1 при русі поршня вгору в адіабатному процесі 1-2 стискається заздалегідь підготовлена паливо-повітряна суміш. Її запалювання в точці 2 веде до практично миттєвого згоряння з виділенням теплоти q_1 . За цей час поршень практично не переміщується. Тому в ідеальному циклі процес 2-3, у якому до робочого тіла підводиться теплота, вважають ізохорним. Далі відбувається адіабатне розширення робочого тіла (продуктів згорання) в процесі 3-4, поршень рухається вниз. Цей процес називають робочим ходом. У точці 4 відкривається випускний клапан і відбувається витікання гарячих продуктів згорання в атмосферу. Цей процес у циклі Отто зображується ізохорним процесом 4-1, що замикає цикл, при цьому відбувається відвід теплоти q_2 від робочого тіла в навколишнє середовище і повернення його в початковий стан 1.



Рисунок 1.42. Діаграми циклу Отто

У чотиритактному поршневому двигуні додатково здійснюється два допоміжних такти (показано штриховою лінією):

– *1-а* – випорожнення циліндра від залишків продуктів згоряння;

- *a*-*l* – заповнення циліндра свіжою паливо-повітряною сумішшю.

У двотактному двигуні ці процесі відсутні і при аналізі ідеального циклу не розглядаються.

Для дослідження циклу Отто необхідно задати: вид робочого тіла (*k*, *R*); ступінь стискання у адіабатному процесі $\left(\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}\right)$; ступінь підвищення тис-

ку $\begin{pmatrix} \boldsymbol{\lambda} = \boldsymbol{p}_3 / \boldsymbol{p}_2 \end{pmatrix}$ в ізохорному процесі підведення тепла q_1 .

Визначимо температуру робочого тіла в характерних точках 2, 3 і 4 цього циклу, використовуючи співвідношення параметрів у відповідних процесах:

- в адіабатному процесі 1-2:
$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}; \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k$$

Отже,

$$\boldsymbol{T}_{2} = \boldsymbol{T}_{1} \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}; \, \boldsymbol{p}_{2} = \boldsymbol{\varepsilon}^{k} \, \boldsymbol{p}_{1}; \qquad (1.175)$$

- в ізохорному процесі 2-3: $\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda; v_3 = v_2.$

Отже,

$$\boldsymbol{T}_{3} = \boldsymbol{T}_{2} \frac{\boldsymbol{p}_{3}}{\boldsymbol{p}_{2}} = \boldsymbol{\lambda} \boldsymbol{T}_{2} = \boldsymbol{\lambda} \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} \boldsymbol{T}_{1}; \ \boldsymbol{p}_{3} = \boldsymbol{\lambda} \boldsymbol{p}_{2} = \boldsymbol{\lambda} \boldsymbol{\varepsilon}^{k} \boldsymbol{p}_{1}; \qquad (1.176)$$

— в кінці адіабатного розширення 3-4: $v_4 = v_1$;
далі

$$\frac{\boldsymbol{p}_4}{\boldsymbol{p}_3} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_3}{\boldsymbol{v}_4}\right)^{\boldsymbol{k}} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_2}{\boldsymbol{v}_1}\right)^{\boldsymbol{k}} = \frac{1}{\boldsymbol{\varepsilon}^{\boldsymbol{k}}},$$
(1.177)

де $p_4 = p_3 \varepsilon^{-k}; p_4 = \lambda p_1;$

- температура в кінці ізохоричного процесу розширення 4-1:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1}; T_4 = \frac{p_4}{p_1} T_1 = \lambda T_1$$
(1.178)

Визначимо кількість підведеної і відведеної в циклі теплоти:

– для ізохорного процесу 2-3:

$$\boldsymbol{q}_{1} = \boldsymbol{c}_{\nu} \left(\boldsymbol{T}_{3} - \boldsymbol{T}_{2} \right) = \boldsymbol{c}_{\nu} \left(\boldsymbol{\lambda} \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} \boldsymbol{T}_{1} - \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} \boldsymbol{T}_{1} \right) = \boldsymbol{c}_{\nu} \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} \boldsymbol{T}_{1} \left(\boldsymbol{\lambda} - 1 \right); \quad (1.179)$$

– для ізохорного процесу 4-1:

$$\boldsymbol{q}_{2} = \boldsymbol{c}_{\boldsymbol{\nu}} \left(\boldsymbol{T}_{4} - \boldsymbol{T}_{1} \right) = \boldsymbol{c}_{\boldsymbol{\nu}} \boldsymbol{T}_{1} \left(\boldsymbol{\lambda} - 1 \right).$$
(1.180)

Отже, робота циклу Отто дорівнює:

$$l_{\mu} = q_1 - q_2 = c_{\nu} T_1 (\varepsilon^{k-1} - 1) (\lambda - 1), \qquad (1.181),$$

а термічний ККД :

$$\eta_t = 1 - \frac{q_1}{q_2} = 1 - \varepsilon^{1-k}$$
(1.182)

Термічний ККД циклу Отто (при цьому значенні k) залежить тільки від ступеня стискання ε (рис. 1.43) — зі збільшенням ступеня стискання ε термічний ККД циклу суттєво збільшується.



Рисунок 1.43. Залежність ККД циклу Отто від ступеня стискання

У реальних двигунах, які працюють за циклом Отто, збільшення термічного ККД обмежено можливістю вибухового згорання паливо-повітряної суміші (детонації) при високих значеннях ε . Детонація в умовах експлуатації поршневих авіаційних двигунів є неприпустимою, тому що може призвести до виходу двигуна з ладу. При погіршенні якості палива значення ε , при яких можлива детонація, зменшуються. У сучасних двигунах з циклом Отто значення $\varepsilon = 8...10$ (при використанні високоякісного палива).

1.4.5.2. Цикл Дизеля

Цикл Дизеля є циклом поршневого двигуна з підведенням теплоти при постійному тиску, тобто в ізобарному процесі. Цикл Дизеля використовують у поршневих двигунах з самозайманням палива від тиску. В ідеальному циклі Дизеля (як і в циклі Отто) не розглядають допоміжні процеси всмоктування і вихлопу.

Цей цикл складається (рис. 1.44) з адіабатного процесу стискання 1-2, ізобарного процесу 2-3, у якому до робочого тіла підводиться теплота q_1 , адіабатного процесу розширення 3-4 і ізохорного процесу 4-1, де від робочого тіла відводиться теплота q_2 і умовно замикається цикл.


Рисунок 1.44. Діаграми циклу Дизеля

Для дослідження циклу Дизеля необхідно знати: вид робочого тіла (k, R), його параметри (p_1, T_1) у початкової точці циклу 1, ступінь стискання в адіабатному процесі ($\varepsilon = v_1/v_2$) і ступінь розширення ($\rho = v_3/v_2$) в ізобарному процесі підведення теплоти q_1 .

Знайдемо температуру робочого тіла в характерних точках циклу Дизеля 2,3 і 4:

- в адіабатному процесі 1-2:

$$\frac{\boldsymbol{T}_2}{\boldsymbol{T}_1} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_1}{\boldsymbol{v}_2}\right)^{k-1} = \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}, \text{ тоді } \boldsymbol{T}_2 = \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} \boldsymbol{T}_1; \quad (1.183)$$

– в ізобарному процесі 2-3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho$$
, rogi $T_3 = \varepsilon^{k-1} \rho T_1$; (1.184)

– в адіабатному процесі 3-4:

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_2\rho}{v_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{\rho}{\varepsilon}\right)^{k-1}.$$
(1.185)

Отже,

$$\boldsymbol{T}_4 = \boldsymbol{\rho}^k \boldsymbol{T}_1. \tag{1.186}$$

В ізобарному процесі 2-3 до робочого тіла підводиться теплота:

$$\boldsymbol{q}_{1} = \boldsymbol{c}_{p} \left(\boldsymbol{T}_{3} - \boldsymbol{T}_{2} \right) = \boldsymbol{c}_{p} \boldsymbol{T}_{1} \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} \left(\boldsymbol{\rho} - 1 \right).$$
(1.187)

В ізохорному процесі 4-1 від робочого тіла відводиться теплота:

$$\boldsymbol{q}_{2} = \boldsymbol{c}_{\nu} \left(\boldsymbol{T}_{4} - \boldsymbol{T}_{1} \right) = \boldsymbol{c}_{\nu} \boldsymbol{T}_{1} \left(\boldsymbol{\rho}^{k} - 1 \right).$$
(1.188)

Отже, робота циклу Дизеля і його термічний ККД дорівнює:

$$\boldsymbol{l}_{\boldsymbol{\mu}} = \boldsymbol{q}_{1} - \boldsymbol{q}_{2} = \boldsymbol{c}_{\boldsymbol{\nu}} \boldsymbol{T}_{1} \left[\boldsymbol{k} \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} (\boldsymbol{\rho} - 1) - (\boldsymbol{\rho}^{k} - 1) \right], \qquad (1.189)$$

$$\boldsymbol{\eta}_{t} = 1 - \frac{\boldsymbol{\rho}^{k} - 1}{\boldsymbol{k}\boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}(\boldsymbol{\rho} - 1)}$$
(1.190)

Термічний ККД циклу Дизеля залежить від ступеня стискання ε і ступеня розширення ρ в процесі підведення теплоти. При постійному значенні ρ збільшення ε веде до зростання η_t . Збільшення ρ спричиняє збільшення роботи циклу, але зменшує значення термічного ККД циклу.

Цикл Дизеля широко застосовують у поршневих двигунах з самозайманням палива. У таких двигунах у процесі 1-2 стискається не паливо-повітряна суміш, а чисте повітря з великим ступенем стискання ($\varepsilon \approx 16...25$). У результаті цього температура повітря зростає до 550...750°С. У процесі розширення в циліндр упорскується паливо, яке за цієї температури самозаймається і згоряє. Упорскування палива дозується таким чином, щоб тиск у циліндрі був практично постійним.

Якщо порівняти формули термічних ККД циклів Отто і Дизеля випливає, що при однакових ступенях стискання цикл Отто буде мати більш значний ККД, ніж цикл Дизеля. Дійсно, за будь-яких значень k і ρ буде виконуватися співвідношення $\frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)} > 1$, внаслідок чого $\eta_{t(Ommo)} > \eta_{t(Дизеля)}$.

1.4.5.3. Цикл Тринклера

Недоліком двигуна, що працює за циклом Дизеля, є необхідність у спеціальному компресорі, за допомогою якого паливо подається в циліндр, коли поршень перебуває поблизу ВМТ, так, щоб згоряння відбувалося при постійному тиску, а його займання — від високої температури стиснутого повітря. Наявність спеціального компресора ускладнює конструкцію двигуна.

У 1904 р. інженером Г. Тринклером було запропоновано безкомпресорний дизель (рис. 1.45), у якому паливо подається під високим тиском у циліндр за допомогою паливного насоса, що є більш економічним і надійним, аніж компресор. Такий двигун реалізує змішаний цикл з ізохорно-ізобарним підведенням теплоти (рис. 1.46).

Цикл складається з таких процесів :

– 1-2 – адіабатичне стиснення, наприкінці якого температура повітря в циліндрі стає вищою на 200...300°С температури самозаймання палива. У момент, коли поршень знаходиться поблизу ВМТ, паливо за допомогою насоса і форсунки подається у форкамеру 7(рис. 1.45);

- 2-3 – ізохорне підведення частини теплоти q'_1 за рахунок згоряння палива у форкамері (v = const);

– 3-4 – продовження згоряння палива в циліндрі з підведенням другої частини теплоти q_1'' при p = const (ізобарне згоряння);

- 4-5 – адіабатичне розширення робочої суміші;

5-1 – ізохорне відведення теплоти q_2 і викидання відпрацьованих газів.



Рисунок 1.45. Схема двигуна, який реалізує цикл Тринклера



Рисунок 1.46. Діаграми циклу Тринклера

З цього можна побачити, що цикл Тринклера є чотиритактним, тобто виконується за два оберти колінчастого валу.

У процесі циклу підводиться теплота:

$$q_1 = q'_1 + q''_1 = c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3).$$
 (1.191)

Відведена теплота дорівнює:

$$\boldsymbol{q}_2 = \boldsymbol{c}_{\nu} \left(\boldsymbol{T}_5 - \boldsymbol{T}_1 \right). \tag{1.192}$$

Тоді термічний ККД процесу буде дорівнювати:

$$\eta_{t} = 1 - \frac{q_{2}}{q_{1}} = 1 - \frac{c_{v}(T_{5} - T_{1})}{c_{v}(T_{3} - T_{2}) + c_{p}(T_{4} - T_{3})} = 1 - \frac{T_{5} - T}{(T_{3} - T_{2}) + k(T_{4} - T_{3})}.$$
 (1.193)

Визначимо температуру в характерних точках циклу:

– в адіабатичному процесі 1-2:

$$\boldsymbol{T}_2 = \boldsymbol{T}_1 \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}; \qquad (1.194)$$

- при підведенні теплоти в ізохоричному процесі 2-3:

$$\boldsymbol{T}_{3} = \boldsymbol{T}_{2}\boldsymbol{\lambda} = \boldsymbol{T}_{1}\boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}\boldsymbol{\lambda}; \qquad (1.195)$$

- для ізобаричного підведення теплоти 3-4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho; \rightarrow T_4 = T_3 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho ; \qquad (1.196)$$

– в адіабатичному процесі розширення:

$$\frac{\boldsymbol{T}_{5}}{\boldsymbol{T}_{4}} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_{4}}{\boldsymbol{v}_{5}}\right)^{k-1} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_{3}\boldsymbol{\rho}}{\boldsymbol{v}_{1}}\right)^{k-1} = \left(\frac{\boldsymbol{v}_{2}\boldsymbol{\rho}}{\boldsymbol{v}_{1}}\right)^{k-1} = \left(\frac{\boldsymbol{\rho}}{\boldsymbol{\varepsilon}}\right)^{k-1}.$$
 (1.197)

Отже,

$$\boldsymbol{T}_{5} = \boldsymbol{T}_{4} \frac{\boldsymbol{\rho}^{k-1}}{\boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}} = \boldsymbol{T}_{1} \boldsymbol{\varepsilon}^{k-1} \boldsymbol{\lambda} \boldsymbol{\rho} \frac{\boldsymbol{\rho}^{k-1}}{\boldsymbol{\varepsilon}^{k-1}} = \boldsymbol{T}_{1} \boldsymbol{\lambda} \boldsymbol{\rho}^{k}$$
(1.198)

Підставляючи знайдені значення температури в (1.190) і виконавши спрощення та перетворення, отримуємо такий вираз :

$$\eta_{t} = \frac{\lambda \rho^{k} - 1}{\varepsilon^{k-1} \left[(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1) \right]}.$$
(1.199)

1.4.5.4. Двигун Стірлінга

Цей двигун був винайдений у 1816 р. шотландським пастором Робертом Стірлінгом. У ньому було реалізовано найбільш економічний цикл, який був названий узагальненим циклом Карно. Як робоче тіло в двигуні Стірлінга використовують нагріте повітря, тепло до якого підводиться ззовні. Тому інколи двигун Стірлінга називають двигуном зовнішнього згорання. На рис. 1.47 показано спрощену схему двигуна Стірлінга.



Рисунок 1.47. Схема двигуна Стірлінга:

1 – «холодна» частина циліндру; 2 – холодильник; 3 – регенератор; 4 – нагрівач; 5 – «гаряча» частина циліндру; 6 – поршень (витискувач); 7 – робочий поршень

Поршень (6) поділяє об'єм циліндру над робочим поршнем (7) на холодну (1) і гарячу (5) частини, які з'єднуються між собою за допомогою магістралі, де послідовно встановлено нагрівач (4), регенератор (3) і холодильник (2).

Цикл Стірлінга подано на рис. 1.48.



Рисунок 1.48. Цикл Стірлінга

Послідовність робочого процесу двигуна Стірлінга така :

1) початок робочого циклу – поршень перебуває у ВМТ, робочий поршень рухається від НМТ вгору, зменшуючи об'єм холодної частини. Теплота при цьому від робочого тіла відводиться в холодильник, процес стискання є ізотермічним (лінія 1-2 на рис. 1.48);

2) після досягнення робочим поршнем ВМТ поршень починає рухатися від своєї ВМТ до робочого поршню. Робоче тіло починає перетікати з холодної порожнини в гарячу при постійному сумарному об'ємі, при якому через нагрівач до робочого тіла підводиться тепло q_{1v} (лінія 2-3 на рис. 1.48). У момент, коли поршень наближається до робочого поршню, усе робоче тіло перебуває в гарячій порожнині і має максимальну температуру;

3) далі робочий поршень починає переміщуватися вниз і подальший рух поршнів є сумісний, при цьому відбувається ізотермічне розширення (лінія 3-4), тиск газів, які розширюються, з обох сторін поршня є однаковим. Перепад тиску на робочому поршні в процесі його переміщення до НМТ здійснює роботу, яка передається на вал відбирання потужності. Ця робота перевищує роботу стискання охолодженого газу;

4) у НМТ робочий поршень зупиняється, а поршень змінює напрям руху, витискуючи робоче тіло з гарячої порожнини в холодну, при цьому відбувається ізохорне відведення теплоти $q_{2\nu}$ (лінія 4-1). Далі цикл повторюється.

Регенератор, що стоїть між холодильником і нагрівачем, дозволяє відібрати теплоту q_{per} від відпрацьованого робочого тіла і використовувати її для підведення до робочого тіла перед нагріванням.

Суттєвим недоліком цього циклу є підведення тепла через теплообмінник, що значно збільшує вагу і розміри двигуна, а також збільшує час переходу з режиму на режим.

Такі двигуни мають перевагу в тих випадках, коли для нагріву використовують сонячну енергію або енергію розпаду.

<u>РОЗДІЛ 2</u> ТЕРМОДИНАМІКА ГАЗОВОГО ПОТОКУ

2.1. Основні рівняння термодинаміки газового потоку

2.1.1. Предмет газової динаміки: основні допущення і основні властивості газу, що рухається.

Газовою динамікою називають науку про рух газу з великими швидкостями.

Рух газу в силовому устаткуванні має складний характер, а рівняння, які точно описують реальний потік газу, доволі важкі, що значно ускладнює аналіз та інженерні розрахунки. Тому на практиці рівняння термодинаміки газового потоку розглядають за такими припущеннями :

1. Рух газу є стаціонарним, тобто параметри потоку (швидкість, тиск, температура, густина) незмінні в часі в будь-якій точці потоку.

2. Потік газу є одномірним, тобто його параметри в усіх точках кожного поперечного перерізу є однаковими. Їх зміна відбувається лише в напряму руху від перерізу до перерізу.

3. Аналіз процесів проводиться з позиції спостерігача, відносно якого стінки каналу або межі струминки не рухаються.

Характерною особливістю газової динаміки, якщо порівняти з гідродинамікою, є урахування здатності газу змінювати свій питомий об'єм під час руху з великими швидкостями. На характер руху газу впливають такі його властивості: інертність, в'язкість і стисливість.

Інертність — це здатність тіла зберігати стан спокою або рівномірного прямолінійного руху. Мірою інертності тіла є його маса і вона оцінюється його густиною, тобто масою в одиниці об'єму:

$$\boldsymbol{\rho} = \frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{V}} \Big[\kappa \boldsymbol{z} / \boldsymbol{M}^3 \Big]$$
(2.1)

Зв'язок між густиною і питомою вагою такий: $\gamma = \rho \cdot g \left[\mu / M^3 \right]; g = 9,81 M / c^2$

В'язкість — це здатність рідин і газів чинити опір зсуву або ковзанню шарів один до одного.

В'язкість в газах пояснюється хаотичним тепловим рухом молекул, у процесі якого вони переміщуються з шару до шару, обмінюються при цьому кількістю руху, тобто більш швидкий шар діє на більш повільний, прискорюючи його, а більш повільний шар зі свого боку гальмує більш швидкий шар за рахунок сил, які називають *силами внутрішнього тертя*. Величина сил внутрішнього тертя пропорційна площі поверхні шару і градієнту швидкості $gradV = \frac{\Delta V}{r}$

$$\Delta n$$
.



Рисунок 2.1. До пояснення виникнення сил внутрішнього тертя

Біля твердої поверхні каналу газ є нерухомим, він немов би «прилипає» до поверхні. З віддаленням від поверхні каналу швидкість швидко зростає і вже на невеликій відстані досягає величини швидкості нев'язкого газу. Шар газу, у якому швидкість потоку по нормалі до поверхні змінюється від нуля до величини швидкості нев'язкого газу, називають *пограничним шаром (прошарком)*.

Стисливість речовини — це її властивість змінювати величину свого об'єму, а отже, і густину внаслідок зміни тиску.

Кількісний вимір стисливості рідин і газів оцінюється відношенням зміни щільності до зміни тиску, що її викликала – $\beta = \frac{\Delta \rho}{\Delta p}$. Важливою властивістю газів є залежність їхньої стисливості від температури – зі зростанням температури стисливість газу зменшується через збільшення інтенсивності руху молекул, а зниження температури газів навпаки веде до збільшення стисливості.

Визначимо стисливість газу залежно від його параметрів стану в адіабатному процесі таким чином:

- у рівнянні $pv^{k} = p_{1}v_{1}^{k}$ виразимо питомий об'єм через густину:

$$\boldsymbol{v} = \frac{1}{\boldsymbol{\rho}} \,; \tag{2.2}$$

тоді отримуємо рівняння:

$$\frac{p}{\rho^{k}} = \frac{p_{1}}{\rho_{1}^{k}} \rightarrow p = p_{1} \left(\frac{\rho}{\rho_{1}}\right)^{n}; \qquad (2.3)$$

після диференціювання знайдемо величину, зворотну до стисливості газу:

$$\frac{dp}{d\rho} = k \frac{p_1}{\rho_1} \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^k; \qquad (2.4)$$

- через те що
$$\frac{p_1}{\rho_1} = p_1 v_1 = RT_1$$
 то
$$\frac{dp}{d\rho} = kRT_1 \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{k-1}.$$
(2.5)

Отже, стисливість газу залежить від його природи, початкової температури і відношення густин.

Швидкість звуку. Зі стисливістю середовища пов'язано дуже важливе явище – поява і поширення хвиль ущільнення та розрядження. Їх початковою причиною можуть бути механічні переміщення в стисливому середовищі, які ведуть до зміни тиску і густини у певному об'ємі цього середовища.

Припустимо, відбулося швидке переміщення поршню в циліндрі з газом (рис. 2.2). Якщо газ нестисливий, то тиск поршню викликав би одночасне переміщення в той самий бік усіх розташованих перед ним шарів газу, тобто збурення передавалося би з нескінченно великою швидкістю.



Рисунок 2.2. До пояснення поняття швидкості звуку

Насправді рух поршня відбувається в стисливому газі. Тому в початковий момент його рух визиває рух частинок, безпосередньо прилеглих до поршня. Стискання і збільшення щільності газу відбуватиметься тільки в кінцевому лівому шарі газу. Пружні сили, що виникають у результаті деформації стискання і підвищення щільності, будуть передаватися від шару до шару з певною кінцевою швидкістю.

Швидкість поширення імпульсів стискання і розрядження залежить від характеру зміни густини при зміні тиску і визначається за формулою:

$$a = \sqrt{\frac{\Delta p}{\Delta \rho}}$$
(2.6)

Швидкістю звуку називається швидкість, з якою поширюються слабкі зміни тиску і щільності в стисливому середовищі.

Імпульси стискання і розтягнення в газі, які розглядаються в газовій динаміці, відбуваються так швидко, що теплообміном можна зневажити і вважати цей процес адіабатичним. У такому разі швидкість звука визначається за формулою:

$$a = \sqrt{kRT}$$
 (2.7)

2.1.2. Основні рівняння газової динаміки

2.1.2.1. Рівняння нерозривності

Рівняння нерозривності встановлює залежність між площиною перерізу каналу F, швидкістю потоку газу c і його густиною ρ у цьому перерізі і є законом збереження маси.

Маса газу, яка проходить через цей переріз каналу за одиницю часу, називають масовою витратою газу.

Виділимо в потоці газу в каналі з непроникливими стінками об'єм, обмежений перерізами 1 і 2, перпендикулярними до векторів швидкості потоку (рис. 2.3).

Масова витрата газу, яка проходить через переріз каналу в одиницю часу, визначається за формулою:

$$\boldsymbol{G} = \boldsymbol{\rho} \boldsymbol{c} \boldsymbol{F} \big[\boldsymbol{\kappa} \boldsymbol{c} / \boldsymbol{c} \big]$$
(2.8)

Оскільки потік є сталим, то витрата газу, яка поступає в об'єм, що розглядається $G_1 = \rho_1 c_1 F_1$, дорівнює витраті газу, яка виходить із цього об'єму $G_2 = \rho_2 c_2 F_2$, тобто $G_1 = G_2$.



Рисунок 2.3. До виведення рівняння нерозривності

Таким чином, *рівняння нерозривності* має таке формулювання: *при ста*лому режимі руху масова секундна витрата постійна в будь-якому перерізі потоку і дорівнює:

$$\rho_1 c_1 F_1 = \rho_2 c_2 F_2 \rightarrow G = \rho c F = const$$
(2.9)

У разі нестисливої рідини (*р* = *const*) рівняння нерозривності буде мати простіший вигляд:

$$c_1 F_1 = c_2 F_2 \rightarrow cF = const$$
(2.10)

3 рівняння (2.10) випливає, що:

$$\frac{\boldsymbol{c}_2}{\boldsymbol{c}_1} = \frac{\boldsymbol{F}_1}{\boldsymbol{F}_2} \,. \tag{2.11}$$

Виконавши логарифмування і подальше диференціювання рівняння (2.10), отримуємо *рівняння нерозривності в диференціальній формі*:

$$\ln(\rho cF) = \ln \rho + \ln c + \ln F \rightarrow \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} + \frac{dF}{F}.$$
(2.12)

Через то що $v = \frac{1}{\rho}$, рівняння (2.12) набуде такого вигляду:

$$\frac{dc}{c} + \frac{dF}{F} = \frac{dv}{v}$$
(2.13)

2.1.2.2. Види енергії газу, що рухається; ентальпія

Газ, який рухається, має такі види енергії

1. Питома внутрішня енергія, яка визначається за формулою:

$$\boldsymbol{\iota} = \boldsymbol{c}_{\nu} \boldsymbol{T} \left[\boldsymbol{\mathcal{I}} \boldsymbol{\mathcal{H}} \boldsymbol{\mathcal{H}} \boldsymbol{\mathcal{K}} \boldsymbol{\mathcal{I}} \right]. \tag{2.14}$$

2. Питома кінетична енергія, що визначається за формулою:

$$\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{K}} = \frac{\boldsymbol{c}^{2}}{2} \left[\boldsymbol{\mathcal{I}} \boldsymbol{\mathcal{H}} \boldsymbol{\mathcal{H}} \boldsymbol{\mathcal{K}} \boldsymbol{\mathcal{I}} \right]$$
(2.15)

3. Енергія тиску, що вимірюється величиною роботи, яка здійснюється силами тиску газу при його руху через переріз.

Знайдемо роботу сил тиску, яка витрачається на переміщення 1 кг газу через переріз 1-1 (рис. 2.4).



Рисунок 2.4. До визначення величини енергії тиску

На масу газу, який міститься праворуч від перерізу 1-1, діє сила p_1F_1 . При переміщенні цієї маси газу на відстань ΔS ця сила здійснює роботу $\Delta L = p_1F_1\Delta S$, де $F_1\Delta S = \Delta V_1$ – елементарний об'єм газу, який проходить через переріз 1-1. Якщо позначити через ΔG масу газу, яка пройшла через переріз, а через v_1 – питомий об'єм у перерізі 1-1, то: $\Delta V_1 = v_1\Delta G$ і $F_1\Delta S = v_1\Delta G$.

Тому робота по переміщенню газу $\Delta L = p_1 v_1 \Delta G$ і відповідно питома енергія в перерізі 1-1 – $L_1 = \frac{\Delta L}{AG}$, а в перерізі 2-2 – $L_2 = p_2 v_2$.

Різниця енергії тиску в перерізах 1-1 і 2-2 називають *роботою проштовхування* і вона дорівнює:

$$\boldsymbol{L}_{1-2} = \boldsymbol{p}_1 \boldsymbol{v}_1 - \boldsymbol{p}_2 \boldsymbol{v}_2 \,. \tag{2.16}$$

З рівняння стану pv = RT випливає, що енергія тиску ідеального газу, так само як і його внутрішня енергія, є прямо пропорційною до абсолютної температури.

Сума внутрішньої енергії і енергії тиску називають ентальпією (тепловмістом) газу:

$$\boldsymbol{i} = \boldsymbol{u} + \boldsymbol{p}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{c}_{\boldsymbol{v}}\boldsymbol{T} + \boldsymbol{R}\boldsymbol{T} = (\boldsymbol{c}_{\boldsymbol{v}} + \boldsymbol{R})\boldsymbol{T} = \boldsymbol{c}_{\boldsymbol{p}}\boldsymbol{T}$$
(2.17)

2.1.3. Рівняння збереження для газу, що рухається

Рівнянням збереження енергії називають рівняння, яке отримують у результаті використання закону збереження енергії до потоку газу.

Рівняння збереження енергії дозволяє встановити зв'язок між швидкістю й іншими параметрами потоку. Воно є основним для виконання теплового розрахунку як газотурбінного двигуна в цілому, так і його елементів.

Рівняння збереження енергії для газового потоку являє собою окремий випадок загального закону збереження і перетворення енергії.

На підставі закону збереження енергії зовнішня енергія, яка підведена до маси, що розглядається, ззовні у вигляді теплоти і роботи, веде до зміни її внутрішньої енергії (Δu), кінетичної енергії ($\Delta e_{\kappa in}$) і потенціальної енергії (Δe_{nom}).

Повна кількість енергії, підведеної до газу, складається з теплоти (q_{306H}) і роботи (l_{306H}) [1]: $q_{306H} + l_{306H} = \Delta u + \Delta e_{\kappa in} + \Delta e_{nom}$.

2.1.3.1. Рівняння збереження енергії для енергоізольованого потоку

Отримаємо рівняння для руху газу уздовж каналу, у якому немає підведення зовні ані тепла, ані механічної роботи (рис. 2.3). У цьому разі під час руху газу від перерізу 1-1 до перерізу 2-2 може відбуватися тільки перетворення одного виду енергії на інший, але загальний запас енергії в кожному перерізі буде незмінним.

Тому для перерізів 1-1 і 2-2 можна записати:

$$c_{\nu}T_{1} + p_{1}\nu_{1} + \frac{c_{1}^{2}}{2} = c_{\nu}T_{2} + p_{2}\nu_{2} + \frac{c_{2}^{2}}{2}$$
 (2.18)

або на підставі (2.17) у такому вигляді:

$$\dot{\bm{i}}_1 + \frac{\bm{c}_1^2}{2} = \dot{\bm{i}}_2 + \frac{\bm{c}_2^2}{2} \,. \tag{2.19}$$

Таким чином, при сталому русі газу без підведення або відведення теплоти і механічної роботи сума ентальпії та кінетичної енергії в будь-якому перерізі потоку зберігається незмінною. Взявши до уваги, що

$$i = \frac{k}{k-1}RT, \qquad (2.20)$$

отримаємо таку формулу:

$$\frac{k}{k-1}RT_1 + \frac{c_1^2}{2} = \frac{k}{k-1}RT_2 + \frac{c_2^2}{2}.$$
 (2.21)

З рівнянь (2.19) і (2.21) встановимо залежність між зміною кінетичної енергії і зміною ентальпії:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{k}{k-1} R(T_1 - T_2) \rightarrow \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = i_1 - i_2$$
(2.22)

В енергоізольованому потоці газу приріст кінетичної енергії можливий тільки внаслідок відповідного зменшення енергії.

Для розв'язання практичних завдань з визначення зміни кінетичної енергії встановимо залежність між її зміною і відношенням тиску :

з (2.22) отримуємо:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{k}{k - 1} R T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right); \qquad (2.23)$$

– оскільки при русі ідеального газу в енергоізольованому каналі $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \text{ то вираз (2.23) набуде такого вигляду:}$

$$\frac{\boldsymbol{c}_{2}^{2}-\boldsymbol{c}_{1}^{2}}{2} = \frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}\boldsymbol{R}\boldsymbol{T}_{1}\left[1-\left(\frac{\boldsymbol{p}_{2}}{\boldsymbol{p}_{1}}\right)^{\frac{\boldsymbol{k}-1}{\boldsymbol{k}}}\right].$$
(2.24)

У разі руху реального газу навіть без теплообміну з навколишнім середовищем залежність між параметрами газу не може виражатися формулами для адіабатного процесу, оскільки частина енергії витрачається на подолання тертя і перетворюється на тепло, яке передається до потоку газу, що рухається. Тому процес прискорення або гальмування реального газу є *політропічним*:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \frac{k}{k - 1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n - 1}{n}} \right].$$
(2.25)

2.1.3.2. Узагальнене рівняння Бернуллі

Диференціальне рівняння першого закону термодинаміки у вигляді dq = di - vdp щодо об'єму газу, який рухається в потоці, враховує, що теплота dq може бути підведена як зовні, так і за рахунок тертя, і може бути записано так [1]:

$$dq_{306H} + dq_{mepm} = di - vdp_{.}$$
(2.26)

Для отримання рівняння Бернуллі запишемо рівняння збереження енергії і рівняння першого закону термодинаміки в диференціальному вигляді:

$$dq_{306H} + dl_{306H} = di + \frac{dc^2}{2}$$

$$dq_{306H} + dq_{mepm} = di - vdp$$
, (2.27)

Віднімемо друге рівняння від першого (2.27), враховуючи, що $q_{mepm} = l_{mepm}$, тоді отримаємо такий вираз:

$$dl_{306H} = vdp + \frac{dc^2}{2} + dl_{mepm}$$
(2.28)

Це рівняння називається узагальненим рівнянням Бернуллі в диференціальній формі.

Інтегруючі це рівняння від перерізу 1-1 до перерізу 2-2 (рис. 2.3) отримуємо узагальнене рівняння Бернуллі в інтегральній формі:

$$\boldsymbol{l}_{306H} = \int_{1}^{2} \boldsymbol{v} d\boldsymbol{p} + \frac{\boldsymbol{c}_{2}^{2} - \boldsymbol{c}_{1}^{2}}{2} + \boldsymbol{l}_{mepm}$$
(2.29)

Інтеграл $\int_{1}^{2} v dp$ є еквівалентним площі між віссю ординат і кривою проце-

су (площа 1ab2, рис. 2.5). У теорії ГТД цей інтеграл називають *роботою стискання в потоці*. Також він має назву *політропна робота газового потоку*. По суті, це робота, яка витрачається на стискання (зменшення об'єму) газу і роботу на його «проштовхування» далі по потоку.



Рисунок 2.5. Діаграма термодинамічного процесу

Таким чином, згідно з узагальненим рівнянням Бернуллі, зовнішня робота, яка підведена до газу в потоці, витрачається на роботу стискання газу, на зміну (збільшення) його кінетичної енергії і на роботу на подолання тертя.

Узагальнене рівняння Бернуллі можна інтерпретувати як баланс механічних форм енергії в газовому потоці.

2.1.3.3. Рівняння збереження енергії для елементів ГТД (окремі випадки рівняння Бернуллі)

Розглянемо окремі конструкції технічних пристроїв, робота яких потребує додаткових пояснень. А саме, компресора та турбіни.

Компресор. Зовнішня робота, яка підводиться до повітря в компресорі (рис. 2.6а), дорівнює $l_{306H} = l_K$. Тоді рівняння Бернуллі для компресора буде мати вигляд:

$$\boldsymbol{l}_{K} = \int_{1}^{2} \boldsymbol{v} d\boldsymbol{p} + \frac{\boldsymbol{c}_{2}^{2} - \boldsymbol{c}_{1}^{2}}{2} + \boldsymbol{l}_{mepm}$$
(2.30)



Рисунок 2.6. Схеми компресора (а) і турбіни (б)

Таким чином, зовнішня робота, яка підведена до повітря в компресорі, витрачається на роботу стискання, зміну кінетичної енергії газового потоку і на подолання сил тертя.

3 іншого боку:

$$\boldsymbol{l}_{K} = \boldsymbol{i}_{2} - \boldsymbol{i}_{1} = \boldsymbol{c}_{p} \left(\boldsymbol{T}_{2} - \boldsymbol{T}_{1} \right) \rightarrow \frac{\boldsymbol{l}_{K}}{\boldsymbol{c}_{p}} > 0$$
(2.31)

тобто *повна температура газу в компресорі завжди збільшується. Турбіна*. У турбіні (рис. 2.6б) газовий потік здійснює роботу, тому $l_{306H} = -l_T$. У цьому разі рівняння Бернуллі для турбіни має вигляд:

$$-\int_{1}^{2} v dp = l_{T} + \frac{c_{2}^{2} - c_{1}^{2}}{2} + l_{mepm}$$
(2.32)

Робота розширення газу є негативною тому, що тиск у газовому потоці зменшується (dp < 0).

Таким чином, у турбіні робота розширення газу витрачається на створення роботи на валу турбіни, збільшення кінетичної енергії і на роботу з подолання сил тертя. За аналогією з компресором:

$$\boldsymbol{l}_{T} = \boldsymbol{i}_{2} - \boldsymbol{i}_{1} = \boldsymbol{c}_{p} \left(\boldsymbol{T}_{2} - \boldsymbol{T}_{1} \right) \rightarrow \frac{\boldsymbol{l}_{T}}{\boldsymbol{c}_{p}} < 0$$
(2.33)

Це означає, що повна температура газу за турбіною завжди зменшується.

2.1.4. Параметри адіабатно загальмованого потоку

У прикладних задачах термодинаміки часто використовують поняття «параметри адіабатно загальмованого потоку».

Параметрами адіабатно загальмованого потоку називають параметри газу після його адіабатичного гальмування до нульової швидкості.



Рисунок 2.7. Схема адіабатичного гальмування потоку газу

Розглянемо газовий потік, який набігає на невелику плоску пластину, поставлену нормально до вектору швидкості потоку (рис. 2.7). У перерізі а-а, який розташований на великій відстані від пластини, ентальпія, швидкість, температура, тиск і густина потоку відповідно будуть: *i*, *c*, *T*, *p*, ρ . Ці параметри називають *статичними*. Поблизу пластини частина ліній току відхиляється в один бік, частина – в інший. Центральна щодо пластини не відхиляється, і швидкість центральної частини потоку в точці * стає рівною нулю. Припустимо, що гальмування цієї струминки відбувається без теплообміну з сусідніми, тобто є *адіабатним*. Тоді параметри газу при нульовій швидкості в точці * являють собою *параметри адіабатно загальмованого потоку*. Їх позначають як *i**, *T**, *p**, ρ *. Також їх називають повною *ентальпією, повною температурою* і *повним тиском*.

Знайдемо параметри адіабатно загальмованого потоку через його статичні параметри. У нашому випадку центральна струминка є енергоізольованою, тобто обмін теплотою і механічною енергією з сусідніми струминками відсутній. Застосуємо до неї на ділянці *а-** рівняння збереження енергії:

$$q_{_{306H}} + l_{_{306H}} = i^* - i + \frac{c^2 - c^2}{2}. \qquad (2.34)$$

Вважаючи, що $q_{306H} = 0$; $l_{306H} = 0$ і враховуючи, що швидкість в точці * $c^{*}=0$, отримаємо вираз для ентальпії загальмованого потоку:

$$i^* = i + \frac{c^2}{2}$$
 (2.35)

Для ідеального газу:

$$i = c_p T = \frac{k}{k-1} RT; i^* = c_p T^* = \frac{k}{k-1} RT^*$$
(2.36)

і відповідно до попередніх формул (2.35) та (2.36) повна температура газу дорівнює:

$$\boldsymbol{T}^* = \boldsymbol{T} + \frac{\boldsymbol{c}^2}{2\boldsymbol{c}_p} = \frac{\boldsymbol{k} - 1}{2\boldsymbol{k}\boldsymbol{R}} \cdot \boldsymbol{c}^2$$
(2.37)

Уведемо число Маха, яке дорівнює відношенню швидкості потоку до швидкості звуку в ньому. Швидкість звуку в ідеальному газі визначається за формулою:

$$M = \frac{c}{a},\tag{2.38}$$

де $a = \sqrt{kRT}$.

Тоді вираз для повної температури буде мати вигляд:

$$\boldsymbol{T}^* = \boldsymbol{T} \left(1 + \frac{\boldsymbol{k} - 1}{2} \cdot \frac{\boldsymbol{c}^2}{\boldsymbol{k} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}} \right) \rightarrow \boldsymbol{T}^* = \boldsymbol{T} \left(1 + \frac{\boldsymbol{k} - 1}{2} \cdot \boldsymbol{M}^2 \right). \quad (2.39)$$

Використовуючи співвідношення для параметрів в адіабатному процесі, отримуємо вирази для повного тиску і повної густини:

$$p^{*} = p \left(\frac{T}{T}\right)^{\frac{k}{k-1}} \to p^{*} = p \left(1 + \frac{k-1}{2}M^{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \qquad (2.40)$$
$$\rho^{*} = \rho \left(\frac{T}{T}\right)^{\frac{1}{k-1}} \to \rho^{*} = \rho \left(1 + \frac{k-1}{2}M^{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}. \qquad (2.41)$$

2.1.5. Критичні параметри потоку, приведена швидкість

Критичними називають параметри газового потоку (швидкість, температура, тиск, густина) у точці або в перерізі, у яких швидкість потоку досягає швидкості звуку, тобто число Маха стає рівним М=1.

Використовуючи формули (2.39 – 2.41) для параметрів загальмованого потоку (T^* , p^* і ρ^*), знайдемо зв'язок між ними і критичними значеннями параметрів ($T_{\kappa p}$, $p_{\kappa p}$, $\rho_{\kappa p}$). Через те що $M_{\kappa p}$ =1, то:

$$\boldsymbol{T}^* = \boldsymbol{T}_{\kappa p} \left(1 + \frac{\boldsymbol{k} - 1}{2} \boldsymbol{M}^2 \right) = \boldsymbol{T}_{\kappa p} \frac{\boldsymbol{k} + 1}{2}.$$
(2.42)

Звідси

$$T_{\kappa p} = T^* \frac{2}{k+1}$$
 (2.43)

Використовуючи співвідношення для параметрів в адіабатному процесі, можна записати:

$$p_{\kappa p} = p^* \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}},$$
(2.44)

$$\boldsymbol{\rho}_{\kappa p} = \boldsymbol{\rho}^* \left(\frac{2}{\boldsymbol{k}+1} \right)^{\boldsymbol{k}-1} . \tag{2.45}$$

За визначенням критичної швидкості $c_{\kappa p} = a_{\kappa p} = \sqrt{kRT_{\kappa p}}$.

Підставивши у цю формулу вираз для критичної температури (2.43), отримуємо:

$$\boldsymbol{c}_{\kappa p} = \sqrt{2 \frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}+1} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}^*} \qquad (2.46)$$

Усі критичні параметри потоку для цього газу однозначно визначаються відповідними повними (загальмованими) параметрами цього потоку.

Приведеною швидкістю («число лямбда») називають співвідношення швидкості потоку до критичної швидкості:

$$\lambda = \frac{c}{c_{\kappa p}} = \frac{c}{\sqrt{2\frac{k}{k+1}RT^*}}.$$
(2.47)

При цьому повна температура Т* визначається в перерізі або точці, до якої належить швидкість.

Приведена швидкість однозначно пов'язана з числом Маха:

$$\lambda^{2} = \frac{c^{2}}{c_{\kappa p}^{2}} = M^{2} \frac{kRT}{2\frac{k}{k+1}RT^{*}}.$$
(2.48)

Зважаючи на те, що $T^* = T_{\kappa p} \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)$, отримуємо:

$$\lambda^{2} = \frac{\boldsymbol{k}+1^{2}}{2} \cdot \frac{\boldsymbol{M}^{2}}{1+\frac{\boldsymbol{k}-1}{2}\boldsymbol{M}^{2}}.$$
(2.49)

Із цих формул бачимо, що (рис. 2.8):

- при $M = 0 \rightarrow \lambda = 0;$ - при $M = 1 \rightarrow \lambda = 1;$
- $\operatorname{npn} m 1 \quad m 1,$

$$- \Pi p_{M} M \to \infty; \lambda \to \lambda_{\max} = \lambda_{npe\delta} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}.$$
(2.50)



Рисунок 2.8. Залежність λ від числа М

2.1.6. Газодинамічні функції

Розрахунки потоку газу в елементах авіаційних силових установок є складним завданням, яке вимагає визначення одночасної зміни швидкості, температури, тиску і густини газу. Для спрощення таких розрахунків використовують *газодинамічні функції*, які являють собою залежності ряду безрозмірних параметрів газового потоку від приведеної швидкості:

$$\lambda = \frac{c}{a_{\kappa p}} \,. \tag{2.51}$$

До газодинамічних функцій належать:

1. $\tau(\lambda) = \frac{T}{T^*}$ – відношення статичної температури газового потоку за

даного значення λ до температури адіабатно загальмованого потоку.

Через те що
$$T^* = T\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right)$$
, то
 $\tau(\lambda) = \frac{1}{1 + \frac{k-1}{2}M^2} = 1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2$. (2.52)

2. $\Pi(\lambda) = \frac{p}{p^*}$ – відношення статичного тиску газового потоку за даного

значення λ до тиску адіабатно загальмованого потоку:

$$\Pi(\lambda) = \frac{p}{p^*} = \left(\frac{T}{T^*}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left[\tau(\lambda)\right]^{\frac{k}{k-1}}.$$
(2.53)

3. $\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho^*}$ – відношення статичної щільності газового потоку за даного значення λ до густини адіабатно загальмованого потоку:

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{\lambda}) = \frac{\boldsymbol{\rho}}{\boldsymbol{\rho}^*} = \left(\frac{\boldsymbol{T}}{\boldsymbol{T}^*}\right)^{\frac{1}{k-1}} = \left[\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\lambda})\right]^{\frac{1}{k-1}}.$$
(2.54)

Ці три функції характеризують зміни параметрів стану газу при зміні λ в енергоізольованому потоці.

На рис. 2.9 показано характер залежності газодинамічних функцій від λ . При $\lambda = 0$ ці функції дорівнюють 1, а при $\lambda \to \lambda_{nped}$ вони наближаються до нуля.

4. $q(\lambda)$ – відносна густина потоку; це відношення густини потоку в потоці газу $(c \cdot \rho)$ за даної величини λ до її значення $(c_{\kappa \rho} \cdot \rho_{\kappa \rho})$, яке досягається (при даних параметрах загальмованого потоку) при c = a (тобто при $\lambda = 1$):

$$q(\lambda) = \frac{c \cdot \rho}{c_{\kappa p} \cdot \rho_{\kappa p}} = \frac{\rho}{\rho^*} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} = \lambda \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \varepsilon(\lambda) = \lambda \left[\frac{k+1}{2}\tau(\lambda)\right]^{\frac{1}{k-1}}, (2.55)$$

Як бачимо з рис. 2.10, максимальне значення $q(\lambda) = 1$ досягається при $\lambda = 1$.

Це означає, що в енергоізольованому потоці максимальна його густина досягається тоді, коли його швидкість стає рівною швидкості звуку.

Отже, всі газодинамічні функції однозначно пов'язані між собою, тобто якщо знати число λ або M або одну з функцій, можна визначити інші, невідомі функції.



Рисунок 2.9. Графіки газодинамічних функцій $\tau(\lambda), \Pi(\lambda), \varepsilon(\lambda)$



Рисунок 2.10. Графіки функції $q(\lambda)$

2.1.7. Політропічна робота газу, що рухається

Політропічна робота газу, що рухається являє собою суму політропічної роботи розширення (стискання) нерухомого газу і роботи проштовхування.

Вираз політропічної роботи розширення (стискання) має вигляд:

$$\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{n}\boldsymbol{o}\boldsymbol{n}} = \frac{1}{\boldsymbol{n}-1} \boldsymbol{R} \left(\boldsymbol{T}_1 - \boldsymbol{T}_2 \right)$$
(2.56)

Тоді вираз політропічної роботи газу, що рухається, буде мати вигляд:

$$L_{non} = \left[\frac{1}{n-1} R(T_1 - T_2) + p_1 v_1 - p_2 v_2 \right] = \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) + p_2 v_2 - p_1 v_1 =$$
$$= \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{n}{n-1} R(T_2 - T_1)$$
(2.57)

Після простих перетворень отримаємо інший вираз для політропічної роботи газу, що рухається:

$$\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{n}\boldsymbol{o}\boldsymbol{n}} = \frac{\boldsymbol{n}}{\boldsymbol{n}-1} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_{1} \left[\left(\frac{\boldsymbol{p}_{2}}{\boldsymbol{p}_{1}} \right)^{\frac{\boldsymbol{n}}{\boldsymbol{n}-1}} - 1 \right].$$
(2.58)

2.1.8. Дисипація енергії

Робота, яка витрачається на подолання тертя при течії в'язкого газу, не змінює величину повного запасу його енергії, оскільки витрата компенсується еквівалентною кількістю тепла, що виділяється від тертя (Q_{mep}) та передається до газу. Це означає, що тертя погіршує якість енергії потоку газу, зменшує його повний тиск, а отже, зменшує працездатність газу.

Процес переходу частини енергії впорядкованих процесів (наприклад, кінетичної енергії газу) в енергію невпорядкованих процесів і зрештою в тепло, називається дисипацією енергії.

Якщо гальмування потоку нев'язкого газу відбувається без втрат на тертя і без теплообміну з навколишнім середовищем, то процес стискання буде адіабатичним і в координатах p - v буде зображений лінією $1-2_{ad}$ (рис. 2.11).

У разі гальмування потоку в'язкого газу його стискання супроводжується підведенням тепла, яке виділяється від тертя (Q_{mep}), тому політропа стискання $1-2^*$ має показник n > k і проходить вище адіабати $1-2_{ad}$.

Згідно з рівнянням збереження енергії в'язкий газ після гальмування в стані 2* має такий же повний запас енергії, як і нев'язкий газ в стані $2*_{ad}$, тобто $i_2^* = i_{2ad}^* = i_1^*$. Тому температури обох газів після гальмування будуть однаковими – $T_2^* = T_{2ad}^* = T_1^*$, точки 2* і $2*_{ad}$ будуть розташовані на одній ізотермі $T_2^* = T_{2ad}^* = const$.



Рисунок 2.11. Вплив тертя на якість енергії тиску

Тиск p_2^* після гальмування потоку в'язкого газу буде меншим, а питомий об'єм більшим, ніж при стисканні нев'язкого газу. Різниця $\Delta p^* = p_{2ao}^* - p_2^*$ являє собою величину втрат повного тиску, які виникають внаслідок тертя в'язкого газу при його гальмуванні.

Ці втрати тиску пояснюються двома причинами :

1. При гальмуванні потоку в'язкого газу не вся його кінетична енергія

 $(c_1^2/2)$ перетворюється на роботу стискання, бо частина енергії витрачається на роботу тертя; при гальмуванні потоку нев'язкого газу вся його енергія $(c_1^2/2)$ перетворюється на роботу стискання через те, що тертя відсутнє.

2. Газ, який підігрівається теплом тертя, сильніше опирається зменшенню об'єму, тобто важче стискається.

Після гальмування як в'язкий, так і нев'язкий газ з однаковими температурами мають однакові величини внутрішньої енергії $(u^* = c_v T^*)$ і енергії тиску $(p^*v^* = RT^*)$, оскільки вони визначаються температурою. Але якість енергії в них різна: у в'язкого газу енергія тиску відрізняється меншим тиском $(p_2^* < p_{2a0}^*)$ і більшим питомим об'ємом $(v_2^* < v_{2a0}^*)$, тобто меншою щільністю газу.

Проте для здійснення механічної роботи або перетворення на кінетичну енергію важливо, щоб енергія тиску була великою не за рахунок значного питомого об'єму, а за рахунок високого тиску. Чим вище повний тиск і густина газу, тим більше його працездатність. Таким чином, наявність тертя веде до зменшення повного тиску, а отже, до знецінюванню енергії тиску і ентальпії.

Відношення повного тиску в кінці стискання p_2^* до повного тиску на початку стискання p_1^* називають коефіцієнтом повного тиску:

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\boldsymbol{p}_2^*}{\boldsymbol{p}_1^*} \tag{2.59}$$

Величина $d_{\sigma} = 1 - \sigma; (\sigma < 1)$ характеризує невідновлювальні втрати енергії, тобто *дисипацію енергії*.

2.1.9. Рівняння Ейлера про кількість руху

Кількістю руху матеріальної точки називають добуток її маси на швидкість; імпульсом сили називають добуток сили на час цієї сили дії.

Рівняння Ейлера можна отримати, якщо застосувати висновок другого закону Ньютона до сталого руху газу або рідини: *зміна кількості руху за деякий час дорівнює імпульсу усіх зовнішніх сил, які діють на тіло*.

Для виведення рівняння Ейлера розглянемо сталий рух газу по прямолінійному каналу із звуженням (рис. 2.12).

Припустимо за нескінченно малий час $\Delta \tau$ об'єм газу, обмежений перерізами 1-1 і 2-2, переміститься в положення 1'-2'. Оскільки рух сталий, то усі параметри газу, що замкнені в об'ємі 1'-2', не змінюються, тобто кількість руху цього об'єму залишається незмінною.



Рисунок 2.12. До виведення першого рівняння Ейлера

Загальна зміна кількості руху при переміщенні потоку з положення 1-2 в положення 1'-2' визначається різницею кількості руху мас, які міститься в об'ємах 2-2' і 1-1':

$$\Delta(mc) = \Delta m_2 c_2 - \Delta m_1 c_1, \qquad (2.60)$$

де $\Delta(mc)$ – зміна кількості руху, що відбувається при переміщенні виділеного об'єму з положення 1–2 в положення 1'–2'; $\Delta m_2 i \Delta m_1$ – маси газу, що замкнені в об'ємах 2–2' і 1–1'; $c_2 i c_1$ – швидкості газу в перерізах 2–2 і 1–1.

Виходячи з того, що маси газу $\Delta m_2 i \Delta m_1$ рівні і визначаються як добуток секундної маси $m_{ce\kappa}$ на час $\Delta \tau : \Delta m_2 = \Delta m_1 = m_{ce\kappa} \cdot \Delta \tau (c_2 - c_1)$, рівність (2.60) можна записати так:

$$\Delta(mc) = m_{ce\kappa} \cdot \Delta \tau (c_2 - c_1). \qquad (2.61)$$

Зміна кількості руху дорівнює імпульсу усіх зовнішніх сил, які діють на виділений об'єм газу. Сили, які діють на об'єм газу, це:

– сила тиску потоку, що втікає, $p_1 F_1$;

– сила тиску потоку, що витікає, $p_2 F_2$;

– результуючі сили **Р**' сил тиску і тертя, що діють на газ з боку стінок каналу.

Імпульс усіх зовнішніх сил дорівнює:

$$\sum \boldsymbol{P} \Delta \boldsymbol{\tau} = \left(\boldsymbol{p}_1 \boldsymbol{F}_1 - \boldsymbol{p}_2 \boldsymbol{F}_2 - \boldsymbol{P}' \right) \cdot \Delta \boldsymbol{\tau}$$
(2.62)

Порівнюючи рівняння (2.49) і (2.50) і скорочуючи на $\Delta \tau$, отримаємо *перше рівняння Ейлера*:

$$p_1 F_1 - p_2 F_2 - P' = m_{ce\kappa} (c_2 - c_1).$$
 (2.63)

Отже, отримаємо такий висновок: *при сталому руху газу (рідини) сума* усіх зовнішніх сил, які діють на виділений об'єм, дорівнює різниці кількості руху секундної витрати маси газу (рідини), що витікає з об'єму, який розглядається, і що втікає в нього.

Рівняння Ейлера дозволяє визначити газові сили, які діють на різні елементи ГТД (на лопатки компресора і турбіни), а також отримати формулу тяги реактивного двигуна.

2.1.10. Рівняння Ейлера про момент кількості руху

Моментом кількості руху матеріальної точки відносно певної осі називають добуток кількості руху цієї точки на найкоротиу відстань від цієї точки до осі.

Рівняння збереження енергії і рівняння Бернуллі дозволяють визначити ефективну роботу компресора або турбіни за відомими параметрами і швидкостям газу перед і за елементами ГТД, які розглядаються. За допомогою рівняння Ейлера про момент кількості руху (друге рівняння Ейлера) можна розрахувати роботи компресора чи турбіни за відомими швидкостям робочого тіла на вході в колесо і на виході з нього. Друге рівняння Ейлера встановлює зв'язок між моментом зовнішніх сил, які прикладені до певного об'єму газу, і зміною моменту кількості руху в цьому об'ємі за одиницю часу.

Для виведення рівняння моментів кількості руху скористуємось теоремою про момент кількості руху, яку застосуємо до сталого руху повітря по каналу колеса відцентрового компресора (рис. 2.13).



Рисунок 2.13. До виведення другого рівняння Ейлера

Виокремимо перерізами 1-1 і 2-2 масу повітря, яку замкнено в компресорі. Припустимо, що через малий проміжок часу $\Delta \tau$ виділена маса, рухаючись по компресору, займе положення 1'-1' і 2'-2'. Оскільки цей об'єм є спільним для обох станів, що розглядаються, і в ньому при сталому русі зміни моменту кількості немає, то загальна зміна моменту кількості руху при переміщенні всієї маси повітря з положення 1–2 в положення 1'-2' визначиться як різниця між моментами кількості руху мас, які замкнені в об'ємах 2-2' та 1-1':

$$M\Delta\tau = \Delta m_2 c_{2u} r_2 - \Delta m_1 c_{1u} r_1, \qquad (2.64)$$

де M – момент усіх зовнішніх сил, які прикладені до виділеної маси повітря, відносно осі обертання; $\Delta m_2 i \Delta m_1$ – маси газу, що замкнені в об'ємах 2-2' і 1-1'; $c_{2u} i c_{1u}$ – швидкості газу в перерізах 2–2 і 1-1; $r_2 i r_1$ – відстані від осі обертання до центрів ваги мас, які розташовані в об'ємах 2-2' і 1-1'.

Враховуємо, що для сталого руху: $\Delta m_2 = \Delta m_1 = \frac{\Delta G_e}{g} = \frac{G_e \cdot \Delta \tau}{g}$, (2.65) де G_e – масова секундна витрата повітря. Тоді отримуємо:

$$M\Delta\tau = \frac{G_{e}}{g}\Delta\tau \left(c_{2u}r_{2} - c_{1u}r_{1}\right)$$
(2.66)

Або після скорочення:

$$\boldsymbol{M} = \frac{\boldsymbol{G}_{\boldsymbol{e}}}{\boldsymbol{g}} \left(\boldsymbol{c}_{2\boldsymbol{u}} \boldsymbol{r}_{2} - \boldsymbol{c}_{1\boldsymbol{u}} \boldsymbol{r}_{1} \right)$$
(2.67)

Рівняння (2.67) називають другим рівнянням Ейлера: момент усіх зовнішніх сил відносно осі обертання, який діє на виділений об'єм газу, дорівнює зміні моменту кількості руху секундної маси повітря, що витікає з виділеного об'єму або втікає в нього.

Отже, вираз для визначення потужності *N*, яка споживається компресором або розвивається турбіною:

$$N = M\boldsymbol{\omega} = \frac{\boldsymbol{G}_{\boldsymbol{\omega}}}{\boldsymbol{g}} (\boldsymbol{c}_{2\boldsymbol{u}}\boldsymbol{r}_{2} - \boldsymbol{c}_{1\boldsymbol{u}}\boldsymbol{r}_{1}) \boldsymbol{\omega} = \frac{\boldsymbol{G}_{\boldsymbol{\omega}}}{\boldsymbol{g}} (\boldsymbol{c}_{2\boldsymbol{u}}\boldsymbol{r}_{2}\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{c}_{1\boldsymbol{u}}\boldsymbol{r}_{1}\boldsymbol{\omega})$$
(2.68)

Враховуючи, що $u_2 = \omega r_2$; $u_1 = \omega r_1 - це швидкості переносного руху повітря, що дорівнюють швидкостям обертання коліс в перерізах 2–2 і 1–1, остаточно отримуємо:$

$$N = M\omega = \frac{G_e}{g} (c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1)$$
(2.69)

Поділивши рівняння (2.69) на секундну витрату G_{s} , отримуємо формулу для розрахунку ефективної роботи компресора або турбіни:

$$\boldsymbol{L} = \frac{\boldsymbol{c}_{2\boldsymbol{u}}\boldsymbol{u}_2 - \boldsymbol{c}_{1\boldsymbol{u}}\boldsymbol{u}_1}{\boldsymbol{g}}$$
(2.70)

2.2. РОЗГІН І ГАЛЬМУВАННЯ ГАЗОВОГО ПОТОКУ

2.2.1. Загальні відомості: сопла і дифузори

Ефективність ГТД значною мірою визначається досконалістю вхідних пристроїв і компресорів. Принцип роботи цих елементів ґрунтується на гальмуванні потоку, тобто швидкості потоку, залишається постійною в часі в кожному перерізі і зменшується від перерізу до перерізу в напрямку руху газу.

У процесі гальмування потоку відбувається перетворення його кінетичної енергії на роботу стискання, а отже, підвищення тиску. Це сприяє ефективному перетворенню тепла на механічну роботу або на кінетичну енергію газів, що витікають.

Основним завданням гальмування газового потоку є отримання максимальних значень тиску за цих умов.

Канали, що призначені для гальмування газового потоку, називають дифузорами.

У зв'язку з тим, що процес гальмування потоку протилежний процесу прискорення, то форма дифузора протилежна формі сопла, тобто дозвуковий дифузор являє собою обернене дозвукове сопло. У результаті збільшення площі поперечного перерізу в такому дифузорі відбувається зменшення потоку і збільшення тиску, густини і температури потоку.

При роботі ГТД на сталому режимі для руху газу в таких його елементах двигунів, як турбіна і вихідне сопло, характерним є те, що швидкість потоку, залишаючись в перерізі незміною з часом, зростає від перерізу до перерізу в напрямі руху газу. Такий рух називають *пришвидшеним рухом газу газового потоку*.

Канали, призначені для прискорення газового потоку, називають соплами.

При вивченні законів потоку газів у дифузорах і соплах основними питаннями є:

 визначення швидкості потоку і параметрів станів газу в різних перерізах дифузорів і сопел;

 з'ясування потрібного характеру зміни площі поперечних перерізів по довжині дифузора або сопла;

– визначення витрати газу через дифузор або сопло;

– вплив різних факторів на величину швидкості і витрати газу.

Для спрощення вивчення роботи як дифузор, так і сопла будемо розглядати газ ідеальним, а його рух – сталим, який відбувається без тертя, а також без підведення і відведення тепла, тобто вважати ці процеси адіабатичними.

2.2.2. Гальмування газового потоку

У процесі гальмування відбувається перетворення кінетичної енергії газового потоку на роботу стискання. Підвищення тиску при стисканні сприяє ефективному перетворенню тепла на механічну роботу або на кінетичну енергію газового потоку. Таким чином, основним завданням гальмування потоку є отримання якомога більших тисків за цих умов.

У зв'язку з тим, що процес гальмування потоку протилежний процесу прискорення, то форма дифузора протилежна формі сопла:

 дозвуковий дифузор повинен являти собою обернене дозвукове сопло (рис. 2.14а);

– надзвуковий дифузор повинен бути оберненим соплом Лаваля (рис. 2.146).

У дозвуковому дифузорі завдяки збільшенню площі прохідних перерізів відбувається зменшення швидкості, підвищення тиску, густини і температури газу.



Рисунок 2.14. Дозвуковий (а) і надзвуковий (б) дифузори

У надзвуковому дифузорі гальмування потоку відбувається завдяки виникненню стрибків ущільнення.

2.2.2.1. Стрибки ущільнення

Стрибки ущільнення виникають при обтіканні потоком внутрішнього тупого кута або внутрішньої криволінійної поверхні (рис. 2.15) у результаті алгебраїчного додавання слабких збурень. При цьому відбувається стрибкоподібне (ударне) гальмування надзвукового потоку.



Рисунок 2.15. Види стрибків ущільнення

Першою характерною особливістю стрибків ущільнення є дуже мала товщина фронту стрибка (10⁻⁸ м), тому гальмування надзвукового потоку є стрибкоподібними.

Другою особливістю ударного гальмування є те, що на відміну від процесу гальмування дозвукового потоку, який можна вважати адіабатичним, процес гальмування надзвукового потоку не можна вважати адіабатичним, хоча він відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем. Це пояснюється наявністю інтенсивного потоку тепла з ділянки підвищених температур за стрибком усередину фронту стрибка, тобто процес гальмування надзвукового потоку характеризується інтенсивним підведенням тепла до газу, який стискається в стрибку.



Рисунок 2.16. Зміна параметрів газу при ударному (1-2ск) і адіабатичному (1-2ад) гальмуванні

Третя особливість стрибків ущільнення є наслідком інтенсивного теплового потоку усередину фронту стрибка: газ, що підігрівається внаслідок зростання внутрішньої енергії, стискається важче, тому збільшення його щільності і тиску в стрибку менше, ніж при адіабатичному стисканні (рис. 2.16).

Параметри газу протягом ударного гальмування мають такі співвідношення:

- швидкість потоку зменшується $-c_2 < c_1$;

- температура зростає - $T_2 > T_1$;

- тиск і густина збільшуються – $p_2 > p_1; \rho_2 > \rho_1;$

– площа поперечного перерізу потоку газу зменшується – $F_2 < F_1$.

Якщо порівняти з адіабатним гальмуванням, параметри потоку газу мають такі співвідношення:

- швидкість і температура $c_{2a\delta} = c_{2c\kappa}; T_{2a\delta} = T_{2c\kappa};$
- площа поперечного перерізу струменя $F_{2a\partial} < F_{2c\kappa}$;
- тиск і густина $p_{2a\delta} >> p_{2c\kappa}; \rho_{2a\delta} >> \rho_{2c\kappa}$.

2.2.2.2. Дозвукові дифузори

Одним з основних призначень вхідного дифузора є підвищення тиску повітряного потоку шляхом його гальмування до надходження його у двигун. Важливим показником роботи дифузора є ступінь підвищення тиску повітря в ньому.

Ступенем підвищення тиску в дифузорі називають відношення повного тиску повітря на виході з дифузора (p_1^*) до статичного тиску в незбуреному потоці (p_H) :

$$\boldsymbol{\pi}_{\boldsymbol{\partial}} = \frac{\boldsymbol{p}_{1}^{*}}{\boldsymbol{p}_{H}}$$
(2.71)

Відношення повного тиску на виході з дифузора (p_1^*) до повного тиску в незбуреному потоці (p_H^*) називають коефіцієнтом збереження повного тиску в дифузорі:

$$\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{\partial}} = \frac{\boldsymbol{p}_{1}^{*}}{\boldsymbol{p}_{H}^{*}} \tag{2.72}$$

Враховуючи, що
$$\frac{p_H^*}{p_H} = (1+0, 2M_H^2)^{3.5}$$
 та $M_H = \frac{V}{a_H}$, отримуємо:
 $\pi_o = \frac{p_1^*}{p_H^*} \cdot \frac{p_H^*}{p_H} = \sigma_o (1+0, 2M_H^2)^{3.5}$. (2.73)

Коефіцієнт збереження повного тиску характеризує досконалість процесу стискання. Через те що процес стискання в дифузорі через витрати на тертя і наявності стрибків ущільнення не є адіабатичним, то $p_1^* < p_H^*$, а отже, $\sigma_o < 1$.

Основні вимоги, що висуваються до дифузорів:

– забезпечення високих значень σ_{δ} ;

- створення рівномірного потоку у вихідному перерізі дифузора;

– зниження зовнішнього опору при обтіканні повітрям зовнішніх поверхонь дифузора;

 стала робота дифузора, тобто відсутність суттєвих коливань витрати і тиску унаслідок відриву потоку в його проточній частині.

Геометричні характеристики дозвукових дифузорів. Дозвуковий дифузор являє собою профільований канал з розширенням, вхідні кромки якого для запобігання зриву потоку при вході в дифузор повинні мати плавні обриси.

Початковими даними для визначення геометричних розмірів дифузора є секундна витрата повітря G, параметри стану повітря в незбуреному потоці p_H і T_H , швидкість набігаючого потоку, швидкість на виході з дифузора c_1 .

3 рівняння витрати можна визначити площу вхідного перерізу дифузора:

$$F_0 = \frac{G}{V\rho_H}, \qquad (2.74)$$

де $\rho_{H} = \frac{p_{H}}{gRT_{H}}$ – щільність повітря в незбуреному потоці.

Якщо відоме значення швидкості c_1 , то за допомогою рівняння збереження енергії визначаємо температуру T_1 на виході з дифузора:

$$T_{1} = T_{H} + \frac{V^{2} - c_{1}^{2}}{2R \frac{k}{k - 1}}.$$
(2.75)

Припускаючи, що процес стискання є адіабатичним, знайдемо щільність на виході з дифузора:

$$\boldsymbol{\rho}_{1} = \boldsymbol{\rho}_{H} \left(\frac{\boldsymbol{T}_{1}^{*}}{\boldsymbol{T}_{H}} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$
(2.76)

Визначимо площу вихідного перерізу за формулою:

$$\boldsymbol{F}_{1} = \frac{\boldsymbol{G}}{\boldsymbol{c}_{1}\boldsymbol{\rho}_{1}} \tag{2.77}$$

Рівняння газової динаміки не дозволяють визначити довжину каналу дифузора, бо ця величина не входить у жодне із цих рівнянь.

Для визначення раціональної довжини дифузора порівняємо потік газу у двох дифузорах, які мають однакові площі F_0 і F_1 , але різну довжину (рис. 2.17).

У першому дифузорі (рис. 2.17а), який має великий кут розкриття (2α) , площа поперечного перерізу зростає швидко, тому швидкість потоку уздовж дифузора зменшується, а тиск зростає інтенсивно. У результаті цього можливий відрив потоку від стінок дифузора, що зумовлено в основному впливом в'язкості повітря.



Рисунок 2.17. Вплив кута розкриття на потік газу в дозвуковому дифузорі

В'язкість зменшує швидкість потоку в прилеглих до стінок шарах, з'являються обертальні течії, які відривають потік від стінок і спричиняють виникнення вихорів. На утворення вихорів витрачається частина кінетичної енергії потоку. У результаті чого знижується коефіцієнт збереження повного тиску σ_{o} .

У другому дифузорі, який має малий кут розкриття, площа поперечного перерізу збільшується повільно, отже швидкість зменшується повільно, а тиск зростає менш інтенсивно, ніж у дифузорі з великим кутом розкриття.

Джерелом втрат повного тиску також є тертя повітря об стінки каналу. У разі, коли відриву потоку немає, ці витрати є порівняно невеликими.

Основне завдання профілювання дозвукових дифузорів полягає в тому, щоб не допускати відриву потоку від стінок, тому оптимальний кут розкриття дифузору дорівнює $2\alpha \le 8 \div 12^{\circ}$.

Для здійснення гальмування потоку без великих втрат на тертя і втрат на вихроутворення використовують вхідні дифузори із зовнішнім стисканням, яке здійснюється до входу в дифузор.

Як можна бачити на рисунку 2.18, стискання повітря відбувається ще до входу в дифузор. Площа вхідного перерізу F_a вибирається такою, щоб осьова швидкість на вході дорівнювала $c_a \leq 150 \, \text{м/c}$, завдяки чому основне динамічне стискання (75 %) відбувається до входу повітря в дифузор. При цьому можливі таки випадки:

а) швидкість польоту більше осьової швидкості (рис. 2.18а). Площа перерізу струменя повітря на відрізки 0-а збільшується, в результаті чого швидкість знижується, а тиск зростає;

б) якщо швидкість польоту буде менше осьової швидкості (рис. 2.18б), то площа струменя повітря в перерізі 0–0 буде більшою, аніж площа перерізу а–а на вході в дифузор. При цьому на ділянці 0–а осьова швидкість збільшується за рахунок підсмоктувальної дії дифузора, а тиск і щільність повітря зменшуються;

в) при швидкості польоту $V = c_a$ площа струменя не змінюється, а гальмування потоку відбувається всередині дифузора (рис. 2.18в); г) при надзвуковій швидкості польоту перед дозвуковим дифузором виникає стрибок ущільнення, за фронтом якого швидкість стає дозвуковою і повітряний потік на ділянці від стрибка до дифузора веде себе таким самим чином, як і у випадку доволі великої швидкості польоту (рис.2.18г).



Рисунок 2.18. Робота дозвукового дифузора із зовнішнім стисканням при різних швидкостях польоту

2.2.2.3. Надзвукові дифузори

З метою підвищення коефіцієнту повного тиску в дифузорі на надзвукових швидкостях польоту, а отже, для збільшення тяги і економічності ГТД прямий стрибок ущільнення замінюють системою косих стрибків, які забезпечують більш ефективне стискання набігаючого потоку. Гальмування надзвукового потоку за допомогою системи косих стрибків здійснюється за допомогою спеціально профільованих дифузорів – з центральним тілом у вигляді ступінчастого конуса (рис. 2.19) або зі ступінчастим клином.



Рисунок 2.19. Робота надзвукового дифузора з трьома стрибками ущільнення: 1 – зовнішній край; 2 – вхідний край; 3 – центральне тіло.

Надзвуковий дифузор розробляється таким чином, щоб на розрахунковому режимі усі косі стрибки поєднувались на передньому краю обичайці дифузора. До першого косого стрибка повітряний потік залишається незбуреним. У першому і в подальших косих стрибках відбувається відносно невелике зниження швидкості потоку і ступінчасте підвищення тиску. Але після кожного такого косого стрибка швидкість потоку залишається надзвуковою. У останньому прямому стрибку швидкість знижується до дозвукової величини.

Шляхом збільшення числа зламів центрального тіла 3 (рис. 2.19) можна отримати багатострибкове гальмування надзвукового потоку, яке є близьким до адіабатичного стискання. Однак на нерозрахункових режимах польоту ефективність такого дифузора знижується. Тому на практиці при $M = 1,5 \div 2$ використовують двохстрибкові (1 косий і 1 прямий) дифузори, а при $M \ge 2 \div 2, 5$ – трьохстрибкові (2 косих і 1 прямий).

2.2.3. Прискорення потоку

2.2.3.1. Швидкість руху газу в соплі

Відповідно до другого закону Ньютона рух з прискоренням можливий у разі, коли на тіло діє неврівноважена сила (або сили). Оскільки рух газу соплом відбувається без підведення механічної енергії, то неврівноважена сила, необхідна для прискорення потоку, створюється за рахунок різниці тиску газу. Вона виникає завдяки зниженню тиску в потоці від перерізу до перерізу в напрямку руху газу. Обов'язковою умовою прискорення енергетично ізольованого потоку в соплі є зниження тиску, температури і збільшення питомого об'єму газу зі зростанням швидкості потоку.

Використовуючи залежності між параметрами газу в адіабатичному процесі, виведемо формули для визначення швидкості потоку в будь-якому перерізі сопла.



Рисунок 2.20. До виведення формули швидкості витікання

Позначимо таке: 0–0 – переріз на вході; *х*–*х* – довільний переріз (рис. 2.20). Напишемо рівняння збереження енергії для цих перерізів, виразивши повний запас питомої енергії через параметри загальмованого потоку:

$$i_0^* = i_x + \frac{c_x^2}{2}$$
, also $\frac{c_x^2}{2} = i_0^* - i_x$. (2.78)

Використовуючи формулу для ентальпії – $i = \frac{k}{k-1}RT$, отримуємо:

$$\frac{c_x^2}{2} = \frac{k}{k-1} R T_0^* - \frac{k}{k-1} R T_x = \frac{k}{k-1} R \left(T_0^* - T_x \right).$$
(2.79)

Звідси одержуємо формулу, яка виражає швидкість потоку через різницю температур:

$$\boldsymbol{c}_{x} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}\boldsymbol{R}\left(\boldsymbol{T}_{0}^{*}-\boldsymbol{T}_{x}\right)}$$
(2.80)

Перетворимо останню рівняння (2.80) для отримання формули, що визначає швидкості через тиск:

$$\boldsymbol{c}_{\boldsymbol{x}} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_{0}^{*} \left(1 - \frac{\boldsymbol{T}_{\boldsymbol{x}}}{\boldsymbol{T}_{0}^{*}}\right). \tag{2.81}$$

Прийнявши, що

$$\frac{T_x}{T_0^*} = \left(\frac{p_x}{p_0^*}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$
(2.82)

остаточно отримаємо такий вираз:

$$\boldsymbol{c}_{x} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}\boldsymbol{R}\boldsymbol{T}_{0}^{*} \left[1 - \left(\frac{\boldsymbol{p}_{x}}{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}\right)^{\frac{\boldsymbol{k}-1}{\boldsymbol{k}}}\right]}$$
(2.83)

З формули (2.83) можна побачити, що збільшення кінетичної енергії в енергоізольованому потоці може відбуватись тільки за рахунок зменшення його ентальпії, тобто в результаті збільшення різниці $i_0^* - i_x$. З фізичної точки зору соплом є канал, у якому відбувається перетворення частини ентальпії на кінетичну енергію спрямованого руху газу.

Відношення повного тиску на вході в сопло p_0^* до статичного тиску в перерізі сопла, що розглядається, p_x називають ступенем зниження тиску

$$\pi_x^* = \frac{p_0^*}{p_x}$$
(2.84)

Використовуючи рівняння (2.84), отримаємо формулу для визначення швидкість потоку:

$$\boldsymbol{c}_{x} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}\boldsymbol{R}\boldsymbol{T}_{0}^{*} \left[1 - \frac{1}{\left(\boldsymbol{\pi}_{x}^{*}\right)^{\frac{\boldsymbol{k}-1}{\boldsymbol{k}}}}\right]}.$$
(2.85)

З формули (2.85) випливає, що швидкість потоку залежить від ступеня загальмованого потоку (π_x^*), температури загальмованого потоку на вході в сопло (T_0^*) і від виду газу (k, R).

2.2.3.2. Залежність параметрів стану газу від швидкості газу

Встановимо, яким чином змінюються параметри стану газу в перерізі x-x при зміні швидкості потоку c_x , якщо параметри на вході в сопло $(p_0^*, T_0^*, v_0^*, \rho_0^*)$ зберігаються незмінними.

3 формули (2.83) знайдемо відношення тисків:

$$\frac{p_{x}}{p_{0}^{*}} = \left(1 - \frac{c_{x}^{2}}{2\frac{k}{k-1}RT_{0}^{*}}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(1 - \frac{c_{x}^{2}}{2i^{*}}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$
(2.86)

Звідси залежність тисків:

$$\boldsymbol{p}_{x} = \boldsymbol{p}_{0}^{*} \left(1 - \frac{\boldsymbol{c}_{x}^{2}}{2\boldsymbol{i}_{0}^{*}} \right)^{\frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}}$$
(2.87)

Далі отримуємо формули для температури, питомого об'єму і густини:

$$\boldsymbol{T}_{x} = \boldsymbol{T}_{0}^{*} \left(1 - \frac{\boldsymbol{c}_{x}^{2}}{2\boldsymbol{i}_{0}^{*}} \right), \qquad (2.88)$$

$$\boldsymbol{v}_{x} = \frac{\boldsymbol{v}_{0}}{\left(1 - \frac{\boldsymbol{c}_{x}^{2}}{2\boldsymbol{i}_{0}^{*}}\right)^{\frac{1}{k-1}}}.$$
(2.89)

Через те що $\rho_x = \frac{1}{v_x}$, то $\rho_x = \rho_0^* \left(1 - \frac{c_x^2}{2i_0^*} \right)^{\frac{1}{k-1}}$. (2.90)

Графічно залежність параметрів стану від швидкості витікання газу показано на рис. 2.21.



Рисунок 2.21. Залежність параметрів стану від швидкості витікання потоку газу

Як можна бачити з графіків на рис. 2.21, при збільшенні швидкості витікання від θ до c_{max} тиск, температура і щільність зменшуються від початкових значень загальмованого потоку до нуля, а питомий об'єм збільшується від початкового значення до нескінченості.

Таким чином, збільшення швидкості в соплі супроводжується збільшенням тиску і розширенням газу. Робота розширення при цьому витрачається на збільшення кінетичної енергії потоку.

2.2.3.3. Критична швидкість і критичні параметри стану потоку

Критична швидкість потоку. Збільшення швидкості потоку c_x в соплі супроводжується зниженням температури газу T_x , що приводить до зменшення швидкості звуку a_x в газі, що рухається від перерізу до перерізу, зі зростанням швидкості c_x і у певному перерізі місцева швидкість потоку стає рівною швидкості звуку: $c_x = a_x$.

Швидкість потоку, яка рівна за величиною швидкості звуку, називають критичною швидкістю ($c_{\kappa p}$).
Параметри стану газу, що відповідають критичній швидкості потоку, також називають критичними.

Через те що $a_{\kappa p} = \sqrt{kRT_{\kappa p}}$, то відповідно до визначення критичної швидкості:



$$c_{\kappa p} = \sqrt{kRT_{\kappa p}}$$
 (2.91)

Рисунок 2.22. До визначення критичної швидкості газу

Величина критичної температури є невідомою, тому знайти критичну швидкість за відомими параметрам на вході в сопло можна з використанням рівняння збереження енергії для вхідного і критичного перерізів сопла:

$$\frac{k}{k-1}RT_0^* = \frac{k}{k-1}RT_{\kappa p} + \frac{c_{\kappa p}^2}{2} \to \frac{2k}{k-1}RT_0^* = \frac{2k}{k-1}RT_{\kappa p} + c_{\kappa p}^2.$$
 (2.92)

Враховуючи рівняння (2.91), отримуємо такий вираз:

$$\frac{2k}{k-1}RT_0^* = \frac{2}{k-1}c_{\kappa p}^2 + c_{\kappa p}^2 \to \frac{2k}{k-1}RT_0^* = \frac{k+1}{k-1}c_{\kappa p}^2 \to c_{\kappa p}^2 = \frac{2k}{k+1}RT_0^*, (2.93)$$

і остаточно

$$\boldsymbol{c}_{\kappa p} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}+1}\boldsymbol{R}\boldsymbol{T}_{0}^{*}}$$
(2.94)

Як бачимо з рівняння (2.94), критична швидкість газу залежить тільки від температури загальмованого потоку на вході в сопло і від виду газу.

Для повітря при k=1 $c_{\kappa p} = 18, 3\sqrt{T_0^*}$.

Критичні параметри стану газу. Критичну температуру $T_{\kappa p}$ можна визначити на підставі рівності $a_{\kappa p} = c_{\kappa p}$:

$$\sqrt{kRT_{\kappa p}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_{0}^{*}}, \text{ otwe:} T_{\kappa p} = \frac{2}{k+1}T_{0}^{*} \rightarrow \frac{T_{\kappa p}}{T_{0}^{*}} = \frac{2}{k+1}. \quad (2.95)$$
$$= 1, 4 \rightarrow T_{\kappa p} = 0.833T_{0}^{*}; k = 1.33 \rightarrow T_{\kappa p} = 0.858T_{0}^{*}.$$

Інші параметри знайдемо за допомогою співвідношення для параметрів в адіабатичному процесі.

Питомий параметр визначимо за формулою (2.95):

$$\boldsymbol{v}_{\kappa p} = \left(\frac{\boldsymbol{k}+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \boldsymbol{v}_{0}^{*} \to \frac{\boldsymbol{v}_{\kappa p}}{\boldsymbol{v}_{0}^{*}} = \left(\frac{\boldsymbol{k}+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$
(2.96)

Для $\boldsymbol{k} = 1, 4 \rightarrow \boldsymbol{v}_{\kappa p} = 1,57 \boldsymbol{v}_0^*; \boldsymbol{k} = 1,33 \rightarrow \boldsymbol{v}_{\kappa p} = 1,256 \boldsymbol{v}_0^*.$

3 формули (2.96) визначимо густину газу:

Для **k**

$$\boldsymbol{\rho}_{\kappa p} = \left(\frac{2}{\boldsymbol{k}+1}\right)^{\frac{1}{\boldsymbol{k}-1}} \cdot \boldsymbol{\rho}_{0}^{*} \rightarrow \frac{\boldsymbol{\rho}_{\kappa p}}{\boldsymbol{\rho}_{0}^{*}} = \left(\frac{2}{\boldsymbol{k}+1}\right)^{\frac{1}{\boldsymbol{k}-1}}.$$
(2.97)

Для $\boldsymbol{k} = 1, 4 \rightarrow \boldsymbol{\rho}_{\kappa p} = 0,634 \boldsymbol{\rho}_{0}^{*}; \boldsymbol{k} = 1,33 \rightarrow \boldsymbol{\rho}_{\kappa p} = 0,796 \boldsymbol{\rho}_{0}^{*}.$

Тиск газу визначимо за формулою (2.95):

$$\boldsymbol{p}_{\kappa p} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{\kappa}{k-1}} \cdot \boldsymbol{p}_{0}^{*} \to \frac{\boldsymbol{p}_{\kappa p}}{\boldsymbol{p}_{0}^{*}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{\kappa}{k-1}}.$$
(2.98)

Для $\boldsymbol{k} = 1, 4 \rightarrow \boldsymbol{p}_{\kappa p} = 0,528 \, \boldsymbol{p}_0^*; \, \boldsymbol{k} = 1,33 \rightarrow \boldsymbol{p}_{\kappa p} = 0,54 \, \boldsymbol{p}_0^*.$

Відношення тиску загальмованого потоку на вході в сопло до статичного тиску в критичному перерізі називають критичним ступенем зниження тиску:

$$\pi_{\kappa p}^{*} = \frac{p_{0}}{p_{\kappa p}}.$$
(2.99)

При k=1,4 і k=1,33 відповідно: $\pi_{\kappa p}^* = 1,89$ $i \pi_{\kappa p}^* = 1,85$.

У критичному перерізі сопла звуковий потік має такі параметри: $c_{\kappa p} = a_{\kappa p}; M_{\kappa p} = \frac{c_{\kappa p}}{a_{\kappa n}} = 1$.

Параметри стану газів у цьому перерізі залежать тільки від параметрів загальмованого потоку на вході в сопло і природи газів. У певному перерізі, що розташований до критичного перерізу, мають місце співвідношення: $c_x < c_{\kappa p}; p_x > p_{\kappa p}; T_x > T_{\kappa p}; \rho_x > \rho_{\kappa p}; v_x < v_{\kappa p}$

2.2.3.4. Конфігурація сопел

При прискоренні газового потоку питомий об'єм газу v_x збільшується, тобто внаслідок зниження статичного тиску p_x газ розширюється. Необхідно визначити, як повинна змінюватися площа поперечного перерізу сопла F_x зі збільшенням швидкості потоку c_x , щоб забезпечити розширення газу. Це означає, що необхідно виявити, яким має бути осьовий переріз сопла – звужуватися чи розширюватися.

Визначимо F_x з рівняння витрати:

$$F_x = \frac{G}{c_x \rho_x} = \frac{G v_x}{c_x}$$
(2.100)

Оскільки при сталому русі витрата газу через певний переріз G = const, то характер зміни площі, як можна побачити з (2.100), залежить від зміни відношення $\frac{v_x}{c_x}$. Якщо це відношення зменшується, тобто питомий об'єм зростає повільніше, ніж швидкість, то площа сопла повинна зменшуватися. У разі якщо це відношення збільшується, то площа сопла повинна збільшуватися. На графіку (рис. 2.23) показано залежність $v_x = f(c_x)$.



Рисунок 2.23. Залежність питомого об'єму від швидкості його руху Відношення $\frac{v_x}{c_x}$ являє собою тангенс кута α :

$$\frac{v_x}{c_x} = tg\alpha \tag{2.101}$$

Таким чином, площа перерізу сопла пов'язана з кутом α формулою $F_x = G \cdot tg\alpha$

На рисунку 2.24 показано характер зміни площі поперечного перерізу потоку газу від швидкості руху, з якого бачимо, що мінімальна площа поперечного перерізу відповідає критичній швидкості:

$$F_{x\min} :\to c_x = c_{\kappa p} = \sqrt{\frac{2k}{k+1}} R T_0^*$$
(2.102)



Рисунок 2.24. Характер зміни площі поперечного перерізу потоку газу від його швидкості

З викладеного вище можна зробити такі висновки:

1. При збільшенні швидкості потоку c_x від нуля до критичної величини площа поперечного перерізу сопла повинна зменшуватися, тобто сопло повинно мати форму каналу, що звужується (рис. 2.25а).

2. При подальшому зростанні швидкості від $c_{\kappa p}$ до c_{\max} площа F_x повинна збільшуватися, тобто після частини сопла з мінімальною площею треба додати частину, що розширюється (рис. 2.25б). Таке сопло називають соплом Лаваля.

3. Критична швидкість потоку і критичні параметри газу можуть бути отримані тільки в перерізі сопла, що має мінімальну площу.



Рисунок 2.25. Види сопел: а) дозвукове сопло; б) надзвукове сопло (сопло Лаваля)

2.2.3.4.1. Основні вимоги до сопел

Вимоги до сопла багато в чому залежать від його призначення, наявної степені зниження тиску, заданої витрати газу тощо.

Основні вимоги до сопел такі:

1. Сопло повинно забезпечувати задану ступінь зниження тиску π_n^* .

2. Воно повинно мати мінімальні втрати на тертя.

3. Газовий потік на виході із сопла повинен мати доволі рівномірний профіль швидкостей за перерізом, а напрямок швидкостей не повинен надто відхилятися від осі каналу.

4. Сопло повинно мати малі габарити і вагу.

5. Площа поверхні, що омивається гарячими газами, повинна бути якомога меншою.

В авіаційних двигунах найбільш поширені сопла, що звужуються, сопла Лаваля, сопла з центральним тілом і ежекторні сопла .

2.2.3.4.2. Умови отримання дозвукових, звукових і надзвукових швидкостей

Величина тяги реактивного двигуна залежить від швидкості газового потоку у вихідному перерізі сопла. Для аналізу можливих способів збільшення швидкості потоку необхідно з'ясувати умови, за яких у вихідному перерізі сопла можна досягти дозвукової, звукової і надзвукової швидкості газового потоку.

По-перше, для отримання будь-якої швидкості витікання газів з двигуна в навколишнє середовище необхідно, щоб повний тиск на вході в сопло був бі-

льшим, ніж тиск навколишнього середовища: $p_0^* > p_H$, або $\pi_{\Pi}^* = \frac{p_0^*}{p_H} > 1$.

Відношення повного тиску на вході в сопло до тиску навколишнього середовища називають наявним або повним ступенем зниження тиску (π_0^*) [1].

По-друге, для отримання у вихідному перерізі критичної, тобто звукової швидкості потоку, необхідно, щоб ступінь зниження тиску в соплі дорівнював його критичному значенню:

$$\pi_{\Pi}^* \ge \pi_{\kappa p}^* \longrightarrow \frac{p_0^*}{p_H} < \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{k-1}}.$$
(2.103)

Окрім того, сопло повинно мати форму звуженого каналу.

У таких соплах можна отримати тільки дозвукові і звукові швидкості витікання, тому ці сопла називають *дозвуковими*.

Умовою отримання надзвуковою швидкості потоку у вихідному перерізі сопла є те, що ступінь зниження тиску в ньому повинна бути більшою за її критичне значення. Нерівність $\pi_{\Pi}^* > \pi_{\kappa p}^*$ може бути виконано за двох умов:

1. Якщо наявна ступінь зниження тиску більше критичної:

$$\boldsymbol{\pi}_{\Pi}^{*} > \boldsymbol{\pi}_{\kappa p}^{*} \longrightarrow \frac{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}{\boldsymbol{p}_{H}} > \left(\frac{\boldsymbol{k}+1}{2}\right)^{\frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}}.$$
(2.104)

2. Якщо сопло має форму звужено-розширеного каналу (рис. 2.25б).

Частина сопла, яка розширюється, є необхідною, оскільки при збільшенні швидкості потоку понад критичне значення питомий об'єм зростає більш інтенсивно, аніж швидкість.

2.2.3.4.3. Сопло, що звужується: робота на розрахункових і нерозрахункових режимах

Геометричні розміри сопла (довжина, кут конусності, площа поперечного перерізу) обирають з урахуванням вимог, що ставляться до сопла. Для зменшення габаритів і ваги ТРД і ТГвД сопло, як правило, виконують у вигляді коротких конічних насадів з кутом конусності $2\alpha=10...15^{\circ}$. Невелика нерівномірність параметрів газу і непаралельність потоку, що виникає при цьому, є припустимою.

Для отримання рівномірного і паралельного потоку у вихідному перерізі звужувальне сопло виконується зі складною поверхнею у повздовжньому перерізі (рис. 2.26). Як бачимо з рисунку, кут звужування повільно зменшується до нуля. Очевидно, що при цьому довжина сопла, його вага і поверхня, що охолоджується, будуть великими, а технологія виробництва складнішою.



Рисунок 2.26. Профілювання дозвукового сопла і розрахунковий режим роботи

Робота сопла на розрахункових режимах. Розрахунковими режимами або режимами повного розширення називають такі режими роботи сопла, за яких статичний тиск газу у вихідному перерізі P_c дорівнює тиску навколишнього середовища P_H .

У соплі, що звужується, такі режими можна отримати за умови, якщо відношення тисків p_0^*/p_H не більше, аніж критична величина:

$$\frac{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}{\boldsymbol{p}_{H}} \leq \pi_{\kappa p}^{*} = \left(\frac{\boldsymbol{k}+1}{2}\right)^{\frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}}, \qquad (2.105)$$

тобто умова отримання розрахункових режимів звужувального сопла полягає в тому, щоб наявна ступінь зниження тиску була меншою або рівною критичній $\pi_{\Pi}^* \leq \pi_{\kappa p}^*$.

З рівності тисків $p_c = p_H$ випливає рівність відношення $\frac{p_0^*}{p_c} = \frac{p_0^*}{p_H}$, тобто на розрахунковому режимі ступінь зниження тиску газів у соплі дорівнює наявному ступеню зниження тиску: $\pi_{\Pi}^* = \pi_C^*$. Характер зміни тиску і швидкості вздовж сопла на розрахунковому режимі показано на рис. 2.26.

Завдяки повному розширенню газу в соплі на розрахунковому режимі швидкість c_c у вихідному перерізі досягає найбільшої величини для значень

 p_0^*, T_0^*, i, p_H . З урахуванням рівності $p_c = p_H$ і $\pi_{\Pi}^* = \pi_c^*$ формули для швидкості і параметрів газу на виході із сопла на розрахунковому режимі мають вигляд:

$$\boldsymbol{c}_{\boldsymbol{C}} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}\boldsymbol{R}\boldsymbol{T}_{0}^{*} \left(1 - \frac{1}{\pi_{\Pi}^{*\frac{\boldsymbol{k}-1}{\boldsymbol{k}}}}\right)}, \qquad (2.106)$$

$$T_{C} = \frac{I_{0}}{\pi_{\Pi}^{*\frac{k-1}{k}}},$$
(2.107)

$$\rho_{C} = \frac{\rho_{0}}{\pi_{\Pi}^{*\frac{1}{k}}}.$$
(2.108)

Робота сопла на нерозрахункових режимах. Нерозрахункові режими звужувального сопла виникають, коли повний тиск газу на вході в сопло p_0^* значно перевищує тиск навколишнього середовища p_H (рис. 2.27). У цьому разі відношення зазначених тисків більше за критичну величину:

$$\frac{p_0^*}{p_H} > \pi_{\kappa p}^* = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{k-1}}.$$
(2.109)

Або за умови, що наявна ступінь зниження тиску є більшою за її критичне значення $\pi_{\Pi}^* > \pi_{\kappa p}^*$.



Рисунок 2.27. Нерозрахунковий режим роботи дозвукового сопла

Після того, як наявна ступінь зниження тиску в соплі досягає критичного значення, у вихідному перерізі сопла встановлюються критична швидкість і критичні параметри газу. Із цього моменту зниження тиску навколишнього середовища p_H при $p_0^* = const$ не веде до зниження тиску p_C у вихідному перерізі сопла. Отже, зниження тиску навколишнього середовища впливає на характер течії газу в соплі. Параметри газу і швидкість потоку у вихідному перерізі будуть залишаться критичними:

$$\boldsymbol{p}_{C} = \boldsymbol{p}_{\kappa p} = \frac{\boldsymbol{p}_{0}}{\pi_{\kappa p}^{*}}, \qquad (2.110)$$

$$T_{C} = T_{\kappa p} = \frac{T_{0}}{\pi_{\kappa p}^{*\frac{k-1}{k}}}$$
(2.111)

$$\rho_{c} = \rho_{\kappa p} = \frac{\rho_{0}^{*}}{\pi_{\kappa p}^{*\frac{1}{k}}}, \qquad (2.112)$$

$$\boldsymbol{c}_{C} = \boldsymbol{c}_{\kappa p} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}+1}\boldsymbol{R}\boldsymbol{T}_{0}^{*}}$$
(2.113)

Режим неповного розширення (або нерозрахунковий режим недорозвинення) виникає в разі, коли тиск газу у вихідному перерізі p_C буде більшим за тиск навколишнього середовища ($p_C = p_{\kappa p} > p_H$), тобто газ під час руху соплом не може розширитися до тиску навколишнього середовища.

2.2.3.4.4. Сопло Лаваля

Надзвукові сопла використовують в конструкції ГТД, які встановлюються на літальних апаратах, призначених для польоту з великими надзвуковими швидкостями. Найбільш поширеним видом надзвукових сопел є сопло Лаваля, схема якого показана на рисунку 2.28.

Як було встановлено раніше, для отримання надзвукового потоку в соплі необхідно, щоб:

– наявна ступінь зниження тиску була більшою за критичну $\pi_{\Pi}^* > \pi_{\kappa p}^*$;

– сопло мало звужуюче-розширювальний канал.

Характерними перерізами сопла Лаваля є: вхідні 0-0, критичне Kp-Kp і вихідне c-c (рис. 2.28). Відповідні величини площ цих перерізів: F_0 , $F_{\kappa p}$, F_c .



Рисунок 2.28. Робота сопла Лаваля на розрахунковому режимі

Форма і величина площі F_0 вхідного перерізу завжди є відомими, оскільки визначаються розмірами і формами того елемента (турбіни або камери згорання), до якого кріпиться сопло. Завдання полягає у визначенні площі $F_{\kappa\rho}$, F_c .

Для визначення площі критичного і вихідного перерізу необхідно задати ті самі данні, що і для звужуючого сопла: витрата газу (G), повні параметри потоку на вході в сопло (p_0^*, T_0^*) і тиск навколишнього середовища (p_H) , при-

$$\operatorname{HOMY} \frac{\boldsymbol{p}_0^*}{\boldsymbol{p}_H} > \pi_{\kappa p}^*.$$

3 рівняння витрати газу можна визначити площу критичного перерізу:

$$F_{\kappa p} = \frac{G_{\kappa p}}{c_{\kappa p} \cdot \rho_{\kappa p}} (M^2)$$
(2.114)

Критична швидкість і густина потоку газу визначають за формулами (2.94) та (2.97).

Для забезпечення повного розширення газу в соплі, тобто для отримання тиску у вихідному перерізі (p_c), яке дорівнює тиску навколишнього середовища (p_H), площу вихідного перерізу визначаємо з формули витрати газу на розрахунковому режимі:

$$\boldsymbol{G} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}} \cdot \frac{1}{\boldsymbol{R}} \cdot \boldsymbol{F}_{\boldsymbol{C}} \cdot \frac{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}{\sqrt{\boldsymbol{T}_{0}^{*}}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\boldsymbol{\pi}_{\boldsymbol{\Pi}}^{*\frac{2}{\boldsymbol{k}}}} - \frac{1}{\boldsymbol{\pi}_{\boldsymbol{\Pi}}^{*\frac{k+1}{\boldsymbol{k}}}}}_{*}.$$
(2.115)

Якщо задати ступінь зниження тиску в соплі $\pi_{C}^{*} \neq \frac{p_{0}}{p_{H}}$, то в цьому разі

площу F_c слід визначити за формулою:

$$\boldsymbol{G} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1} \cdot \frac{1}{\boldsymbol{R}}} \cdot \boldsymbol{F}_{\boldsymbol{C}} \cdot \frac{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}{\sqrt{\boldsymbol{T}_{0}^{*}}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi_{\boldsymbol{C}}^{*\frac{2}{\boldsymbol{k}}}} - \frac{1}{\pi_{\boldsymbol{C}}^{*\frac{k+1}{\boldsymbol{k}}}}}.$$
(2.116)

Довжину сопла і його профіль, тобто зміну площі поперечного перерізу по довжині, обирають залежно від призначення сопла і вимог, що ставляться до нього. Щоб потік на виході із сопла був рівномірним і паралельним, профіль сопла вибирають зі складним профілем повздовжнього перерізу. Кут розкриття сопла повинен бути у межах $\gamma \leq 20-30^\circ$. Ці заходи зменшують втрати, які викликані нерівномірністю і непаралельністю потоку на виході.

Розрахунковим режимом сопла Лаваля називають режим, за якого статичний тиск газу у вихідному перерізі сопла дорівнює тиску навколишнього середовища. На цьому режимі відбувається повне розширення газу в соплі. Якщо тиск у вихідному перерізі сопла не дорівнює тиску навколишнього середовища, то кажуть, що сопло працює на нерозрахунковому режимі.

Розглянемо умови роботи сопла Лаваля на розрахунковому і нерозрахунковому режимах. Витрата газу в критичному перерізі дорівнює:

$$\boldsymbol{G}_{\kappa p} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{R}}} \cdot \left(\frac{2}{\boldsymbol{k}+1}\right)^{\frac{\boldsymbol{k}+1}{\boldsymbol{k}-1}} \cdot \boldsymbol{F}_{\kappa p} \cdot \frac{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}{\sqrt{\boldsymbol{T}_{0}^{*}}}$$
(2.117)

Порівнюючи (2.116) і (2.117), після простих перетворень отримуємо таку формулу:

$$\frac{F_{C}}{F_{\kappa p}} = \sqrt{\frac{\frac{k-1}{2}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}{\frac{1}{\pi_{C}^{*\frac{2}{k}}} - \frac{1}{\pi_{C}^{*\frac{k+1}{k}}}}}.$$
(2.118)

Із цієї рівності бачимо, що для отримання заданого ступеня зниження тиску в соплі π_C^* потрібне певне відношення площ $\frac{F_C}{F_{\kappa p}}$. На розрахунковому режимі ступінь підвищення тиску в соплі дорівнює наявному ступеню зниження тиску, тобто $\pi_C^* = \pi_{\Pi}^*$. Якщо підставити π_{Π}^* у (2.118), знайдемо відношення площ $\frac{F_C}{F_{\kappa p}}$, яке є необхідним для забезпечення роботи сопла на розрахунковому режимі. Розробляючи сопло з різним відношенням площ $\frac{F_{C}}{F_{\kappa p}}$, можна отримати рі-

зні значення π_{C}^{*} : як менші, так і більші за π_{Π}^{*} .

Режими роботи сопла Лаваля, за яких тиск у вихідному перерізі перевищує тиск навколишнього середовища ($p_c > p_H$), називають *режимами неповного розширення*.

Режими роботи сопла Лаваля, за яких тиск у вихідному перерізі менший за тиск навколишнього середовища ($p_C < p_H$), називають *режимами перероз*ишрення.

2.2.3.4.5. Сопло з центральним тілом

Принципову схема сопла з центральним тілом показано на рис. 2.29. Цей тип сопла складається з обичайки (1) і центрального тіла (2). У внутрішній звуженій частині такого сопла швидкість газу зростає до критичного значення. Унаслідок кривизни поверхонь обичайки і центрального тіла лінії току в критичному перерізі A-Kp не паралельні осі сопла, а спрямовані під деяким кутом γ .

Характер течії газу після критичного перерізу є аналогічним до обтікання звуковим або надзвуковим потоком зовнішнього тупого кута. Вихідна кромка обичайки є джерелом виникнення слабких хвиль збурення. На кожній такій хвилі потік змінює свій напрямок руху на певний кут, наближаючись до осьового напрямку. Завдяки цьому збільшується площа поперечного перерізу потоку і забезпечуються умови отримання надзвукової швидкості.

Головною перевагою такого сопла є його здатність до саморегулювання. Наприклад, при зменшенні повного ступеня зниження тиску π_{Π}^* сопло із центральним тілом саме пристосовується до нових умов роботи, не викликаючи при цьому перерозширення потоку, як у сопел Лаваля.



Рисунок 2.29. Схема сопла з центральним тілом

Якщо порівняти із соплом Лаваля, цей вид сопла має меншу поверхню тертя, а отже, характеризується меншими втратами тиску. Однак центральне тіло омивається з усіх сторін гарячими газами, тобто працює в складних термічних умовах, що обмежує його широке застосування.

2.2.3.4.6. Ежекторне сопло

Ежекторне сопло складається зі звужуючого сопла (1) і обичайки (2) (рис. 2.30). Зовнішня поверхня дозвукового сопла і внутрішня поверхня обичайки утворюють кільцевий ежектор, через який проходить повітря, що поступає зі вхідного пристрою двигуна або з навколишнього середовища.



Рисунок 2.30. Схема ежекторного сопла

Під час роботи такого сопла ежектований газ витікає з сопла (1) з великою швидкістю, при цьому він захоплює за собою повітря, яке міститься в кільцевому каналі.

У результаті змішення внутрішнього (ежектованого) і зовнішнього потоків відбувається обмін енергіями. Вторинний потік отримує кінетичну енергію від газу, що витікає з сопла. Тому тиск і швидкість потоку підвищуються.

Якщо наявна ступінь зниження тиску більша за критичну, то на зрізі звужувального сопла (переріз *b-b*) встановлюється критична швидкість і критичні параметри газу. У простого звужувального сопла за таких умов установлюється нерозрахунковий режим недорозвинення. Одночасно в ежекторному соплі завдяки кільцевій обичайці, усередині якої рухається повітря з підвищеним тиском, відбувається подальше розширення ежектованого (первинного) потоку.

Після перерізу *b-b* ежектований потік, що розширюється, приймає форму сопла Лаваля, роль стінок якого виконують сусідні потоки. Це забезпечує надзвукову швидкість витікання газу.

Ежектований потік на початковій ділянці *а-b* гальмується, його тиск збільшується. Після перерізу *b-b* завдяки зменшенню площі прохідного перерізу

ежектований потік прискорюється, його тиск зменшується і в перерізі *d-d* тиск повітря і газів стають рівними.

2.2.3.5. Витрата газу через сопло

Робота сопла характеризується швидкістю потоку у вихідному перерізі і секундною витратою газу через нього, тому що ці величини входять до формули тяги ГТД:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{G}_{\boldsymbol{B}} \left(\boldsymbol{c} - \boldsymbol{V} \right)_{[\boldsymbol{H}]}, \tag{2.119}$$

де G_B – масова секундна витрата повітря через переріз двигуна; c – швидкість витікання газів із сопла; V – швидкість незбуреного потоку на вході у двигун.

2.2.3.5.1. Фактори, що визначають витрату газу

Витрата газу через вихідний переріз сопла визначається виразом:

$$\boldsymbol{G} = \rho_{C} \boldsymbol{c}_{C} \boldsymbol{F}_{C} [\kappa c/c]. \qquad (2.120)$$

Підставивши в цю формулу вирази для швидкості (2.106) і густини (2.108), отримуємо:

$$\boldsymbol{G} = \frac{\rho_0^*}{\pi_c^{*\frac{1}{k}}} \cdot \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1} \boldsymbol{R} \boldsymbol{T}_0^*} \left(1 - \frac{1}{\pi_c^{*\frac{\boldsymbol{k}-1}{k}}}\right) \boldsymbol{F}_c$$
(2.121)

Враховуючи, що $\rho_0^* = \frac{p_0}{gRT_0^*}$, отримаємо:

$$\boldsymbol{G} = \sqrt{\frac{2\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{k}-1}} \cdot \frac{1}{\boldsymbol{R}} \cdot \boldsymbol{F}_{c} \cdot \frac{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}{\boldsymbol{g}\sqrt{\boldsymbol{T}_{0}^{*}}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi_{c}^{*\frac{2}{k}}} - \frac{1}{\pi_{c}^{*\frac{k+1}{k}}}}.$$
(2.122)

3 формули (2.118) бачимо, що витрата газу залежить:

- від площі вихідного перерізу сопла F_c ;
- від повних параметрів газу на вході в сопло $p_0^*, T_0^*;$

– від ступеню зниження тиску в соплі (π_c^*) , газової постійної (**R**) і показника адіабати (**k**).

Якщо наявний ступінь зниження тиску $\pi_{II}^* = \frac{p_0^*}{p_H} \le \pi_{\kappa p}^*$, то в соплі відбувається повне розширення газу ($\pi_c^* = \pi_{II}^*$), тобто сопло працює на розрахунковому режимі.

Якщо наявний ступінь зниження тиску $\pi_{\Pi}^* \ge \pi_{\kappa p}^*$, то у звужувальному соплі параметри газу і швидкість набувають критичного значення. Оскільки $\pi^* = \left(\frac{k+1}{k}\right)^{\frac{k}{k-1}}$, то витрата в цьому разі визначається за формулою:

$$\pi_{\kappa p}^{*} = \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\kappa - 1}$$
, то витрата в цьому разі визначається за формулою

$$\boldsymbol{G}_{\kappa p} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{k}}{\boldsymbol{R}} \left(\frac{2}{\boldsymbol{k}+1}\right)^{\frac{\boldsymbol{k}+1}{\boldsymbol{k}-1}}} \cdot \boldsymbol{F}_{\kappa p} \frac{\boldsymbol{p}_{0}^{*}}{\boldsymbol{g}\sqrt{\boldsymbol{T}_{0}^{*}}}.$$
(2.123)

2.2.3.5.2. Залежність витрати газу від тиску навколишнього середовища Візьмемо такі умови: параметри p_0^* і T_0^* на вході в сопло є постійними, тиск p_H змінюється і наявна ступінь зниження тиску π_{II}^* .

При $p_H = p_0^*$, тобто при ступені стиску $\pi_{II}^* = 1$, витрата газу G = 0, оскільки $c_C = 0$. Зниження тиску навколишнього середоища від p_H до $p_{\kappa p}$, тобто збільшення наявного ступеня зниження тиску в межах $1 \le \pi_{II}^* \le \pi_{\kappa p}^*$, супроводжується зростанням швидкості витікання із сопла від 0 до $c_{\kappa p}$. Густина газу при цьому зменшується менш інтенсивно, ніж швидкість C_C .

Тому витрата газу зростає від 0 до $G_{\kappa p}$ (рис. 2.31).

При подальшому зниженні тиску в межах $0 \le p_H \le p_{\kappa p}$, тобто при збільшенні наявного ступеня зниження тиску від $\pi^*_{\kappa p}$ до нескінченості, режим роботи сопла не змінюється, отже і витрата залишається постійною.



Рисунок 2.31. Залежність витрати газу від повного ступеня розширення

2.2.3.5.3. Залежність витрати газу від параметрів на вході в сопло

Розглянемо вплив тиску на вході в сопло на величину витрати газу, прийнявши, що $p_H = const; T_0^* = const$. При докритичних ступенях зниження тиску $\left(\frac{p_0^*}{p_H} < \pi_{\kappa p}\right)$ витрата газу збільшується з двох причин:

1. Через збільшення швидкості c_{C} у вихідному перерізі сопла, що викликано зростанням зниження тиску в соплі $\left(\pi_{C} = \frac{p_{0}^{*}}{p_{C}} = \frac{p_{0}^{*}}{p_{H}}\right)$.

2. Через збільшення густини газу ρ в усіх перерізах.

Після досягнення критичної наявного ступеня зниження тиску подальше підвищення тиску p_0^* не веде до зростання ступеня підвищення тиску, швидкість c_c залишається постійною, але зростає густина потоку, завдяки чому збільшується витрата газу.

Якщо тиски p_0^* і p_H не змінюються, але зростає температура T_0^* на вході в сопло, то витрата газу зменшується, оскільки густина газу збільшується більш інтенсивно, ніж швидкість витікання із сопла.

БІБЛІОГРАФІЯ

1. Буляндра О. Ф. Технічна термодинаміка : підруч. для студентів енерг. спец. вищ. навч. закл. Київ : Техніка, 2001. 320 с.

2. Маляренко В. А. Енергетичні установки. Загальний курс : навч. посіб. 2-ге вид. Харків : САГА, 2008. 320 с.

3. Чепурний М. М., Ткаченко С. Й. Основи технічної термодинаміки. Вінниця : Поділля-2000, 2004. 352 с.

4. Приходько М. А., Герасимов Г. Г. Термодинаміка та теплопередача : навч. посіб. Рівне : НУВГП, 2008. 250 с.

5. Теплотехніка : підручник. / Б. Х. Драганов та ін. 2-ге вид., перероб. та допов. Київ : Фірма «ІНКОС», 2005. 400 с.

6. Коновалов В. И. Техническая термодинамика : учебник. Иваново : Ивановский гос. энергетический ун-т, 2005. 619 с.

7. Барилович В. А., Смирнов Ю. А. Основы технической термодинамики и теории тепло- и массообмена : учеб. пособие. М. : ИНФРА-М, 2014. 432 с.

8. Кулагин В. В., Кузьмичев В. С. Теория, расчет и проектирование авиационных двигателей и энергетических установок : учебник : в 2 кн. 5-е изд., испр. и доп. М. : Инновационное машиностроение, 2020. Кн. 1: Основы теории ГТД. Рабочий процесс и термогазодинамический анализ. 336 с.

9. Антонюк Л. М., Марусенко В. С. Теория газотурбинных двигателей. М. : Изд-во МАИ, 1998. Ч. 1. 163 с.

10. Дорошко С. М., Глазков А. С. Газотурбинные двигатели гражданской авиации : учеб. пособие. СПб. : Ун-т ГА, 2018. 228 с.

11. Гусева Р. И. Особенности конструкции, организация работы авиационных двигателей : учеб. пособие. Комсомольск-на-Амуре : ФГБОУ ВПО «КнАГТУ», 2015. 100 с.

12. Вертолетные газотурбинные двигатели / В. А. Григорьев и др. М. : Машиностроение, 2007. 491 с.

13. Иноземцев А. А., Сандрацкий В. Л. Газотурбинные двигатели : монография. Пермь : ОАО «Авиадвигатель», 2006. 1204 с.

14. Кулагин В. В. Теория, расчет и проектирование авиационных двигателей и энергетических установок : учебник. Изд. 2-е, исправ. и доп. Москва : Машиностроение, 2003. Кн. 1. Основы теории ГТД. Рабочий процесс и термогазодинамический анализ. Кн. 2. Совместная работа узлов выполненного двигателя и его характеристики. 616 с.

15. Казанджан П. К., Тихонов Н. Д., Янко А. К. Теория авиационных двигателей. Теория лопаточных машин : учебник. М. : Машиностроение, 1983. 217 с.

ДЛЯ НОТАТОК

ДЛЯ НОТАТОК

Навчальне видання

ЄМЕЦЬ Валерій Васильович ТЯГНІЙ Володимир Григорович

ТЕРМОДИНАМІКА І ТЕПЛООБМІН

ЧАСТИНА І ОСНОВИ ТЕРМОДИНАМІКИ

Навчальний посібник

Редагування: *Н. Й. Михайличенко* Коригування списків літератури: *С. С. Тарасова* Комп'ютерне верстання: *А. О. Зозуля*

> Формат 60х84/8. Ум. друк. арк. 14,93. Обл.-вид. арк. 4,2. Тираж 25 пр.

Видавець і виготовлювач – Харківський національний університет внутрішніх справ, просп. Льва Ландау, 27, м. Харків, 61080. Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3087 від 22.01.2008