

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ДНІПРОВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»



НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ІНСТИТУТ ПРИРОДОКОРИСТУВАННЯ

Кафедра транспортних систем та енергомеханічних комплексів

Л.Н. Ширін, О.П. Трофимова, Ю.О. Комісаров

ТЕРМОДИНАМІКА ТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Конспект лекцій

для здобувачів ступеня бакалавра

освітньо-професійної програми

«Нафтогазова інженерія та технології»

зі спеціальності 185 Нафтогазова інженерія та технології

Дніпро
НТУ «ДП»
2025

Термодинаміка та теплопередача [Електронний ресурс] : конспект лекцій для здобувачів ступеня бакалавра освітньо-професійної програми «Нафтогазова інженерія та технології» зі спеціальності 185 Нафтогазова інженерія та технології / уклад.: Л.Н. Ширін, О.П. Трофимова, Ю.О. Комісаров ; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка». – Дніпро : НТУ «ДП», 2025. – 86 с.

Укладачі:

Л.Н. Ширін, д-р техн. наук, проф.,

О.П. Трофимова,

Ю.О. Комісаров.

Затверджено науково-методичною комісією зі спеціальності 185 Нафтогазова інженерія та технології (протокол № 6 від 06 лютого 2025 р.) за поданням кафедри транспортних систем та енергомеханічних комплексів (протокол № 38 від 03 грудня 2024 р.).

Уміщено теоретичний матеріал з дисципліни «Термодинаміка та теплопередача», опанування якого сприятиме формуванню у здобувачів ступеня бакалавра компетентностей щодо виконання розрахунку параметрів гідрогазодинамічних процесів, які супроводжують рух нафти і газу в пласті/свердловинах, промислових і магістральних трубопроводах із врахуванням основних законів термодинаміки та теплопередачі; питання для самоконтролю; список використаної та рекомендованої літератури.

Відповідальний за випуск завідувач кафедри транспортних систем та енергомеханічних комплексів Л.Н. Ширін, д-р техн. наук, проф.

ЗМІСТ

Загальні положення	4
Лекційне заняття № 1. Основні поняття та визначення	5
Лекційне заняття № 2. Газові суміші та основні їх властивості	12
Лекційне заняття № 3. Перший закон термодинаміки	14
Лекційне заняття № 4. Основні термодинамічні процеси ідеального газу	24
Лекційне заняття № 5. Термодинамічні цикли	29
Лекційне заняття № 6. Основи термодинаміки пари	38
Лекційне заняття № 7. Основні положення термодинаміки газових та парових потоків	47
Лекційне заняття № 8. Елементарні способи переносу тепла та їх закономірності	56
Лекційне заняття № 9 Процеси теплопередачі	77
Список використаної та рекомендованої літератури	85

ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ

Дисципліна «Термодинаміка та теплопередача» тісно пов'язана з технікою та технологіями. У рамках курсу розглянуто параметри, що характеризують стан газів, їхній взаємозв'язок, розкриті закономірності енергообмінних процесів у газових середовищах, закономірності фазових переходів. Розглянуто властивості газових потоків та методи їх розрахунку, умови раціонального вибору матеріалу для теплової ізоляції трубопроводів, види теплообміну, закони теплопередачі. Розглядаються шляхи інтенсифікації процесів теплопередачі, обґрунтування інженерних методів розрахунку процесів тепловіддачі. Досліджується вплив дроселювання на роботоздатність газового потоку.

Навчальне видання призначено для формування теоретичних засад щодо виконання розрахунку параметрів гідрогазодинамічних процесів, які супроводжують рух нафти і газу в пласті/свердловинах, промислових і магістральних трубопроводах із врахуванням основних законів термодинаміки та теплопередачі. Матеріал конспекту лекцій викладено за типовою структурною схемою: тема, мета заняття, подання теоретичних положень за темою, питання для самоконтролю.

В результаті опанування лекційних занять добувачі повинні:

- ❖ знати основні поняття термодинаміки, основні термодинамічні параметри стану газів, розуміти взаємозв'язок між ними, знати рівняння стану ідеального газу;
- ❖ знати методику описування властивостей суміші ідеальних газів та розуміти сутність величин, що її характеризують;
- ❖ знати сутність понять теплота, робота, внутрішня енергія; знати перший закон термодинаміки, розуміти графічну інтерпретацію роботи та знати методи визначення тепла процесу; розуміти сутність теплоємності, знати параметри стану ентальпія та ентропія, вміти графічно відображати тепло процесу;
- ❖ знати основні термодинамічні процеси зміни стану ідеального газу;
- ❖ знати особливості перетворення теплоти на роботу та умови роботи теплових двигунів, розуміти сутність другого закону термодинаміки та принципу зростання ентропії ізольованої термодинамічної системи;
- ❖ знати основні закономірності фазових переходів у чистій речовині, вміти визначати параметри стану пари за таблицями та спеціальними діаграмами, вміти розраховувати парові термодинамічні процеси;
- ❖ знати закони термодинаміки потоку газу та пари і вміти застосовувати їх при розрахунках процесів витікання з сопел, процесу дроселювання, змішування газових потоків;
- ❖ знати основні закономірності, яким підпорядковуються теплові потоки в процесах теплопровідності, тепловіддачі, променевого теплообміну;
- ❖ знати методи інтенсифікації та гальмування процесів теплопередачі в технічних системах.

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 1

ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТА ВИЗНАЧЕННЯ

Мета заняття: ознайомитися з основними поняттями та визначеннями термодинаміки, з'ясувати основні термодинамічні параметри стану робочих тіл; виявити взаємозв'язок між ними, засвоїти рівняння стану ідеального газу; опанувати поняття рівноважного та нерівноважного стану термодинамічної системи.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати основні поняття термодинаміки, основні термодинамічні параметри стану газів, розуміти взаємозв'язок між ними, знати рівняння стану ідеального газу.

Термодинаміка вивчає методи отримання перетворення, передачі та використання теплоти, вивчає явища в цілому, властивості і поведінку тіл, не ґрунтуючись на уявленнях про їх внутрішню будову. Вона оперує з такими величинами, які можуть бути зміряні безпосередньо, або розраховані на основі зміряних.

Основою термодинаміки як науки вважається робота С. Карно „Роздуми про рушійну силу вогню і про машини, які можуть розвивати цю силу”, яка опублікована в 1824 році. Технічна термодинаміка обмежується розглядом процесів, в яких хімічний склад робочих речовин не змінюється.

У термодинамічних дослідженнях перш за все виділяють об'єкт дослідження – **термодинамічну систему**. Все, що знаходиться поза системою, називається зовнішнім (навколишнім) середовищем.

Система відділяється від зовнішнього середовища матеріальною або уявною обмежуючою поверхнею – межею системи. Межі наділяють ідеалізованими властивостями щодо проникності для енергії і речовини.

Якщо межі системи непроникні для речовини, то така система називається закритою. Інакше вона буде відкритою.

На рис. 1.1, а зображено закриту термодинамічну систему – газ, що знаходиться в циліндрі з рухомих поршнем. Межі системи в даному випадку співпадають з матеріальними межами – внутрішньою поверхнею циліндра і поверхнею поршня з боку газу.

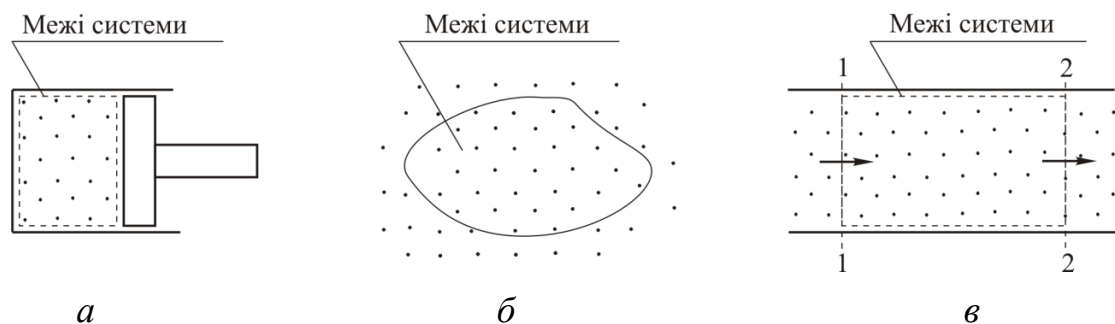


Рисунок 1.1 – Приклади термодинамічних систем:

а, б – закриті системи; в – відкрита система

На рис. 1.1, б показано іншу закриту систему. Тут обмежуюча поверхня – уявна.

При взаємодії із зовнішнім середовищем закрита система може змінювати свою форму, об'єм, але кількість речовини і всі її частинки при змінах форми і об'єму системи залишаються тими ж самими.

На рис. 1.1, в приведено приклад відкритої термодинамічної системи – ділянки потоку газу між перетинами 1-1 і 2-2. Тут межі системи співпадають з непроникною для газу внутрішньою поверхнею каналу і проникними вхідним і вихідним перетинами даної ділянки.

Енергообмін між термодинамічною системою і зовнішнім середовищем через непроникні для газу межі можливий у формі теплоти Q (результат теплової взаємодії) і роботи L (результат механічної взаємодії), через проникні – видами енергії, якими володіють частинки речовини, що перетинають межі системи.

Якщо межі системи перешкоджають енергообміну із зовнішнім середовищем у формі теплоти, то така система називається теплоізованою або адіабатною.

Якщо межі системи непроникні не тільки для речовини, але і перешкоджають іншим взаємодіям із зовнішнім середовищем, зокрема енергообміну у формі теплоти і роботи, то така система називається ізованою або замкнутою.

Стан термодинамічної системи визначається рядом параметрів, що характеризують її властивості.

Стан називається рівноважним, якщо в кожній точці системи параметри мають однакові значення. Інакше стан буде нерівноважним.

Класична термодинаміка вивчає рівноважні стани і переходи з одного рівноважного стану в інший.

В технічній термодинаміці робочими тілами називають речовини за допомогою яких відбувається взаємне перетворення теплоти і роботи. До них відносяться газоподібні тіла, внаслідок їх здатності до більшого розширення при нагріванні (гази, повітря, пари).

Величини, що характеризують фізичний стан робочого тіла, називають **термодинамічними параметрами**. До основних параметрів стану, що піддаються до безпосереднього виміру, відносяться тиск p , питомий об'єм v , температура T . Вони називаються термічними параметрами.

До параметрів стану також відносяться внутрішня енергія U , ентальпія H (або I позначається) та ентропія S , які називаються **калоричними параметрами**.

Питомим об'ємом v називається об'єм, який займає 1 кг даної речовини

$$v = \frac{V}{M}, \text{ м}^3/\text{кг}, \quad (1.1)$$

де V – об'єм, м^3 , M – маса речовини, кг .

Величина, обернена питомому об'ємові називається **густиною**.

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{M}{V}, \text{ кг/м}^3. \quad (1.2)$$

З рівняння (1.2) належне, що $V = M \cdot v = \frac{M}{\rho}$, м³ і $M = \rho \cdot V = \frac{V}{v}$, кг.

Питомий об'єм вимірюється п'єзометром.

Тиск є силою, яка припадає на одиницю поверхні.

Якщо позначити через p тиск газу, а силу, яка припадає на поверхню S , буквою F , то

$$p = \frac{F}{S}, \text{ Па.}$$

У міжнародній системі одиниць (СІ) за одиницю тиску прийнятий паскаль (Па), який дорівнює силі, виміряній у н'ютонах (Н) і віднесеній до одиниці поверхні (м²), тобто $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$. Величина 1 Па для багатьох технічних вимірювань дуже мала, тому застосовують більш масштабні одиниці: кілопаскаль або мегапаскаль. $1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па}$, $1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}$.

Слід розрізняти поняття: абсолютний тиск, надлишковий тиск і вакуум (розрідження).

Нулем відліку абсолютного (істинного) тиску є абсолютний вакуум.

Нулем відліку надлишкового тиску служить тиск навколишнього середовища, в якому знаходиться вимірювальний прилад – манометр. Тиск навколишнього середовища – це атмосферний тиск.

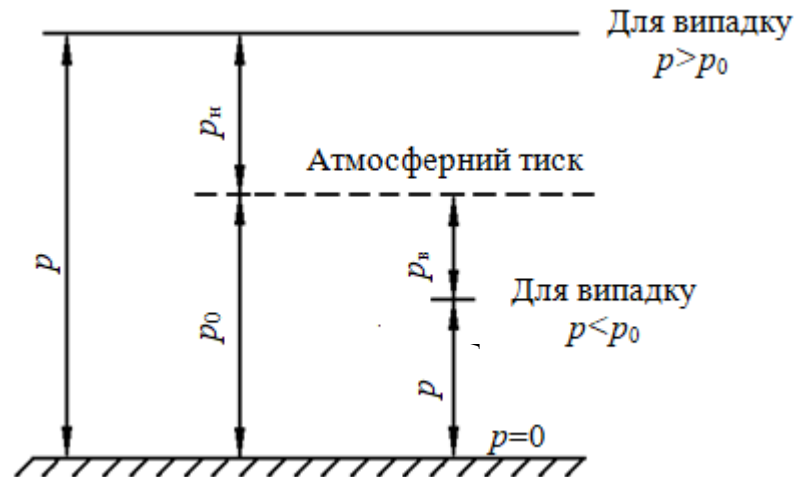


Рисунок 1.2 – Графічне зображення початків відліку тиску

Звичайно в практиці вимірюють (рис. 1.2):

а) абсолютний атмосферний (барометричний) тиск p_0 (прилади, які вимірюють атмосферний тиск, називаються барометрами);

б) надлишковий (манометровий) тиск p_n , який перевищує тиск навколишнього середовища (атмосферний) і вимірюється манометром;

в) розрідження або вакуум p_v , тобто різницю між атмосферним і абсолютним тиском (прилади для вимірювання розрідження називаються

вакуумметрами, за їх показами судять, наскільки тиск у вимірюваному середовищі менший від тиску навколишнього середовища (атмосферного)).

При вимірюванні надлишкового тиску і розрідження початком відліку служить тиск навколишнього середовища (атмосферний), який не є постійною величиною, тому ці величини не можуть бути параметрами стану.

Таким чином виходить, що абсолютний тиск може бути розрахований за формулами

$$\begin{aligned} p &= p_0 + p_n; \\ p &= p_0 - p_v. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Співвідношення між одиницями тиску різних систем наведені в табл. 1.1. Коефіцієнти перерахунку подані з точністю до трьох значущих цифр, що цілком достатньо для практичних розрахунків.

Таблиця 1.1 – Співвідношення між одиницями тиску

Одиниці	Паскаль (Н/м ²)	Бар (10 ⁵ Н/м ²)	Технічна атмосфера (кГ/см ²)	Фізична атмосфера (атм)	Міліметр ртутного стовпа (мм рт. ст.)	Міліметр водяного стовпа (мм вод. ст.)
1 Па (Н/м ²)	1	10 ⁻⁵	1,02 · 10 ⁻⁵	0,987 · 10 ⁻⁵	7,50 · 10 ⁻³	0,102
1 бар	10 ⁵	1	1,02	0,987	750	1,02 · 10 ⁻⁴
1 ат (кГ/см ²)	9,81 · 10 ⁴	0,981	1	0,968	736	10 ⁴
1 атм (фіз.)	1,01 · 10 ⁵	1,013	1,03	1	760	1,03 · 10 ⁴
1мм рт. ст.	133	1,33 · 10 ⁻³	1,36 · 10 ⁻³	1,32 · 10 ⁻³	1	13,6
1 мм вод.ст. (1 кГ/м ²)	9,81	0,98 · 10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	0,968 · 10 ⁻⁴	0,0736	1

У даний час для практичного вимірювання тиску найчастіше застосовують кілограм-силу на 1 см² (технічна атмосфера): 1 кгс/см² = 1кГ/см² = = 1 ат.

Оскільки 1 кгс = 9,8 Н, а 1 м² = 10⁴ см², тоді:

1 кгс/см² = 10⁴ кгс/м² = 9,8 · 10⁴ Н/ м² = 9,8 · 10⁴ Па.

Рідинні прилади для вимірювання тиску показують його в мм рт. ст. і мм вод. ст.

Якщо тиск зміряний висотою стовпця рідини, то для переведення його в паскалі (Па) користуються формулою

$$p = \rho \cdot g \cdot h, \text{ Па}, \quad (1.4)$$

де ρ – густина рідини, кг/м^3 ; g – прискорення вільного падіння, м/с^2 ; h – висота стовпа рідини, м.

Для вимірювання невеликого надлишкового тиску і розрідження (вакууму) газу застосовують U-подібні рідинні манометри, мікроманометри, в яких робочою рідиною можуть бути дистильована вода, ртуть або спирт.

Для вимірювання високого тиску застосовують поршневі, трубчасті (пружинні), мембранні та інші манометри. Для вимірювання різниці тиску або, як кажуть, перепаду тиску, застосовують диференціальні манометри. Вимірювання дуже високого тиску (понад 200 МПа) здійснюють манганіновими манометрами, де вимірюється ефект зміни електричного опору манганінового дроту від тиску.

Для вимірювання тиску, що швидко змінюється, можуть бути використані п'єзокварцові або тензометричні манометри.

Температура є мірою інтенсивності теплового руху молекул. Її вимірюють по термодинамічній температурній шкалі або по міжнародній практичній шкалі. Перша шкала, за якою температура відраховується від стану повного спокою молекул називається шкалою Кельвіна (абсолютна шкала). Виміряна за цією шкалою температура називається абсолютною T і одиницею температури є 1 Кельвін (К), а температура потрійної точки води дорівнює 273,16 К.

Друга шкала, за якою температура відраховується від температури танення льоду при тискові 760 мм рт. ст – 0 °С, а за 100 °С прийнята температура кипіння води при вказаному тиску називається шкалою Цельсія. Виміряна за цією шкалою температура позначається t , а одиницею температури є 1 градус (°С). Через те, що температура потрійної точки води відповідає 0,01°С, зв'язок між температурами виміряними за шкалою Кельвіна і шкалою Цельсія визначається виразом

$$T = t + 273,15 \approx t + 273, \text{ К}. \quad (1.5)$$

Для вимірювання температури застосовують рідинні термометри, термопари, пірометри та інші прилади. Їхня дія заснована на використанні таких властивостей речовин як теплове розширення, термоелектрорушійна сила, електричний опір, інтенсивність випромінювання та інших.

Термічні параметри залежать один від другого і взаємно пов'язані математичним рівнянням, яке називають **термічним рівнянням або характеристичним рівнянням стану ідеального газу**.

Вперше це рівняння було виведено французьким фізиком Клапейроном, тому названо його прізвищем.

Термічне рівняння стану для довільної кількості газу записують так

$$p \cdot V = M \cdot R \cdot T \quad (1.6)$$

Для 1 кг газу

$$p \cdot v = R \cdot T, \quad (1.7)$$

де R – питома газова стала, Дж/(кг·К).

Якщо в рівнянні (2.1) замінити M на μ , а V на V_μ , то одержимо рівняння Клапейрона-Менделєєва для 1 кмоля газу

$$p \cdot V_\mu = R_\mu \cdot T, \quad (1.8)$$

де $V_\mu = \mu \cdot v$ – молярний об'єм робочого тіла, м³/кмоль (при нормальних фізичних умовах $V_\mu = 22,4$ м³/кмоль); μ – молярна маса газу (кг/кмоль);

$R_\mu = \mu \cdot R = 8314$ Дж/(кмоль·К) – універсальна газова стала.

Газова стала 1 кг довільного ідеального газу молярною масою μ дорівнює

$$R = \frac{8314}{\mu}. \quad (1.9)$$

Якщо хоча б один із параметрів стану термодинамічної системи змінюється в часі, то в системі відбувається **термодинамічний процес**, що являє собою неперервну послідовність нових станів системи, що змінюються.

Усі процеси, що відбуваються в термодинамічних системах, поділяються на рівноважні та нерівноважні. Рівноважними називаються процеси, у якихусі проміжні стани, через які проходить система, є рівноважними. У разі невиконання цієї умови процеси називаються нерівноважними.

Реальні термодинамічні процеси нерівноважні. Це обумовлюється в першу чергу кінцевою швидкістю їхнього протікання. Ступінь нерівноважності реальних процесів може бути зменшеним шляхом зниження швидкості процесу – при малій швидкості процесу система встигає досягти рівноваги в будь-якому проміжному стані. Отже, рівноважний процес є граничним випадком нерівно-важного процесу, швидкість якого наближається до нуля. У даному курсі розглядатимуться лише рівноважні термодинамічні процеси.

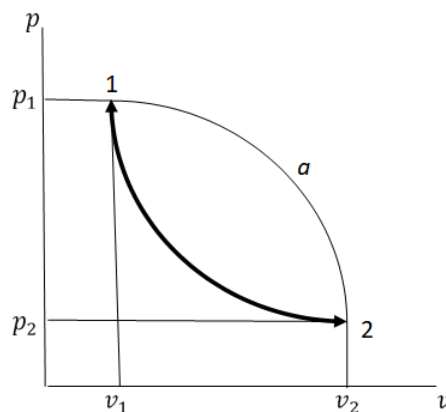


Рисунок 1.3 – Графічне зображення рівноважного термодинамічного процесу

Питання для самоконтролю

1. Що вивчає термодинаміка?
2. Яким чином можна визначити поняття робочого тіла?
3. Чи можна вважати об'єм параметром стану?
4. Що таке абсолютний тиск?
5. Що являє собою абсолютна температура?
6. Як ви розумієте поняття вакуумного тиску?
7. Як ви розумієте поняття термодинамічної температурної шкали?
8. Якими приладами вимірюють температуру?
9. Якими приладами вимірюють надлишковий і вакуумний тиск?
10. Як можна виразити бар через інші одиниці виміру (Па, мм рт.ст., атм)?
11. Чи можна вважати масу газу параметром стану ?
12. Назвіть кількісні одиниці виміру газу.
13. Напишіть рівняння стану ідеального газу.

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 2

ГАЗОВІ СУМІШІ ТА ОСНОВНІ ЇХ ВЛАСТИВОСТІ

Мета заняття: ознайомитися із властивостями газової суміші, основним законом і способами її задання; навчитися визначати молекулярну масу і газову сталу суміші.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати методику описування властивостей суміші ідеальних газів та розуміти сутність величин, що її характеризують.

Газовою сумішшю називають механічну суміш окремих газів, які не вступають між собою ні в які хімічні реакції. Такою сумішшю є, зокрема, атмосферне повітря, яке складається з кисню, азоту, вуглекислого газу, водяної пари, інертних газів.

Технічна термодинаміка вивчає газові суміші, що являють собою механічну суміш різних газів, між якими не має хімічних реакцій, тобто складові суміші без зміну свого складу. Закони Бойля-Маріотта і Гей-Люссака справедливі для газових сумішей. Так само, як для простих газів, тому суміші ідеальних газів підлягають рівнянню ідеального газу

$$p_c \cdot V_c = M_c \cdot R_c \cdot T, \quad (2.1)$$

де p_c – повний тиск суміші; V_c – об’єм суміші; R_c – газова стала суміші; M_c – маса суміші.

$$R_c = \frac{8314}{\mu_c}. \quad (2.2)$$

де μ_c – молярна маса суміші.

Рівняння стану для 1 кг суміші газів має вигляд

$$p_c \cdot v_c = R_c \cdot T, \text{ або } p_c = \rho_c \cdot R_c \cdot T, \quad (2.3)$$

де v_c , ρ_c – відповідно питомий об’єм і густина суміші газів; T – температура суміші газів, яка являється однаковою для всіх компонентів суміші.

Відповідно до **закону Дальтона** загальний тиск газових сумішей дорівнює сумі парціальних тисків газів, що входять в цю суміш, тобто

$$p_c = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{k=1}^n p_k, \quad (2.4)$$

де p_k – парціальний тиск k -го компоненту суміші; n – кількість газів, що складають суміш.

Парціальним називається тиск компонента газової суміші, який він чинив би на стінки посудини, якби цей компонент займав той же об'єм, що і вся суміш, при тій же температурі.

Склад газової суміші найчастіше задається в масових (m) і об'ємних (r) частках, рідше – в мольних частках.

Масова частка k -го компонента суміші являє собою відношення маси цього компонента до маси всієї суміші, тобто

$$m_k = \frac{M_k}{M_c}. \quad (2.5)$$

Об'ємною часткою r_k деякого k -го компонента суміші називається відношення парціального об'єму цього компонента до об'єму всієї суміші, тобто

$$r_k = \frac{V_k}{V_c}. \quad (2.6)$$

Мають місце такі рівності

$$\sum_{k=1}^n m_k = 1,$$
$$\sum_{k=1}^n r_k = 1.$$

Молекулярну масу газової суміші називають середньою або уявною в дійсності для суміші поняття молекулярної маси умовне. Фактично мається на увазі молекулярна маса деякого однорідного газу тієї ж маси із тими ж термодинамічними властивостями, як і в суміші, яка розглядається

Питання для самоконтролю

1. Що являє собою газова суміш?
2. Дайте формулювання закону Дальтона.
3. Визначте поняття парціального тиску.
4. Сформулюйте поняття масової, об'ємної і мольної часток, наведіть їхні позначення?
5. Що називається парціальним або приведеним об'ємом?
6. Чи придатне рівняння стану ідеального газу для газової суміші?
7. Наведіть приклад газової суміші, задайте її одним із засобів.
8. Яким чином визначають тиск газової суміші?
9. Визначте поняття уявної молекулярної маси суміші газів.
10. Яким чином можна задати склад газової суміші?

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 3

ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

Мета заняття: засвоїти поняття ентальпії, ентропії, внутрішньої енергії; усвідомити, що вони є калоричними параметрами стану робочого тіла, тобто їхня задана величина визначає конкретний енергетичний стан газу. Навчитися користуватися рівняннями стану ідеального газу та першим законом термодинаміки для визначення термічних і калоричних параметрів стану речовини в термодинамічних процесах.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати сутність понять теплота, робота, внутрішня енергія; знати перший закон термодинаміки, розуміти графічну інтерпретацію роботи та знати методи визначення тепла процесу; розуміти сутність теплоємності, знати параметри стану ентальпія та ентропія, вміти графічно відображати тепло процесу.

При взаємодії термодинамічної системи з навколишнім середовищем відбувається передача енергії від системи до зовнішніх тіл, при цьому один зі способів її передачі **робота**, а інший – **теплота**.

Перший спосіб передачі енергії добре відомий з механіки і являє собою процес силового застосування одного тіла на інше, в результаті чого робиться переміщення другого тіла. При цьому одне тіло здійснює над іншим тілом механічну роботу L , яка вимірюється добутком сили, що діє на тіло, на путь переміщення точки прикладання сили.

В технічній термодинаміці робота здійснюється газом або паром при зміні об'єму тіла (розширення або стиск газу). В такому випадку прийнято рахувати роботу, яка віддається тілом – позитивною, а робота, яка здійснюється над тілом – негативною. Одиницею виміру роботи є джоуль (кілоджоуль).

Другий спосіб передачі енергії пов'язаний з присутністю різниці температур. Передача енергії в такому випадку здійснюється при безпосереднім контакті тіл, які мають відмінну температуру, або за допомогою випромінювання. В такому випадку кількість переданої енергії називають теплою Q .

Прийнято кількість теплоти, яке одержано тілом, рахувати позитивним, а теплоту, яка віддана тілом – негативною. Одиницею виміру кількості теплоти є джоуль (кілоджоуль).

Хоча робота L і кількість теплоти Q мають розмірність енергії, вони не є видами енергії на відміну від енергії, що є параметром стану системи, робота і теплота залежать від шляху переходу системи від одного стану в інший. Вони представляють дві форми передачі енергії від одного тіла (або речовини) до іншого.

У першому випадку має місце макрофізична форма обміну енергією, що обумовлена механічним впливом однієї системи на іншу, супроводжуваним видимим переміщенням деякого тіла (наприклад, поршня в циліндрі двигуна).

В другому випадку здійснюється мікрофізична (на молекулярному рівні) форма передачі енергії. Ці два способи передачі енергії еквівалентні, але нерівноцінні. Робота може безпосередньо перетворюватися в теплоту або в інший вид енергії. Теплота безпосередньо, тобто без попереднього перетворення в роботу може витрачатися тільки на зміну внутрішньої енергії системи.

Для кількісної міри механічної роботи проти зовнішніх сил в термодинамічному процесі відомі такі вирази:

Для довільної кількості газу (пари)

$$dL = p \cdot dV, \text{ Дж, звідки}$$

$$L = \int p \cdot dV, \text{ Дж} \quad (3.1)$$

для 1 кг речовини

$$dl = p \cdot dv, \text{ Дж/кг, звідки } l = \int p \cdot dv.$$

Для кінцевого процесу, в якому об'єм змінюється від v_1 до v_2 , загальний вираз для роботи буде

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv, \text{ Дж/кг} \quad (3.2)$$

В загальному випадку тиск p – величина змінна і залежить від v . Для обчислення інтеграла (3.2) потрібно знати залежність між ними в даному процесі, тобто рівняння процесу $p = \varphi(v)$. Графічно ця залежність може бути зображена в p - v координатах в загальному випадку кривою 1-2 (рис. 3.1).

Очевидно, що робота буде залежати від характеру кривої процесу і визначиться в p - v координатах площею, яка обмежена двома ординатами і віссю абсцис, тобто

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = \text{пл.} 12v_2v_11.$$

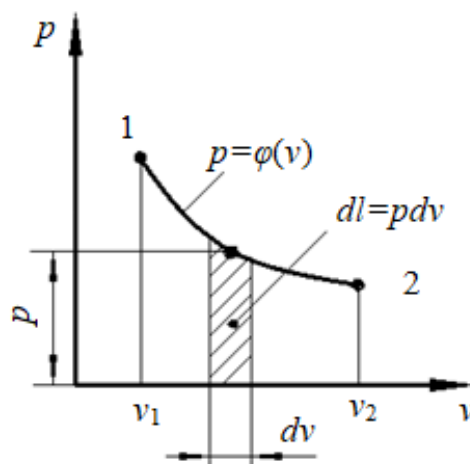


Рисунок 3.1 – До обчислення роботи в термодинамічному процесі

З виразу (3.2) виходить наступне, що величина l має той знак, що і dv , тому що абсолютний тиск p завжди позитивний. Отже, робота розширення позитивна ($dv > 0$), робота стиску негативна ($dv < 0$).

Для визначення кількості теплоти в термодинамічних процесах використовують параметр стану речовини – ентропію S , яка грає роль координати стану.

В термодинамічному процесі елементарна кількість теплоти dQ може бути знайдено у вигляді здобутку:

$$dQ = T \cdot dS, \text{ Дж} \quad (3.3)$$

для 1 кг речовини (питома кількість теплоти)

$$dq = T \cdot ds, \text{ Дж/кг} \quad (3.4.)$$

Для кінцевого процесу, в якому ентропія змінюється від s_1 до s_2 загальний вираз для кількості тепла приймає вигляд

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T \cdot ds, \text{ Дж/кг} \quad (3.5)$$

Тому що абсолютна температура T завжди позитивна, знак величини теплоти буде визначатися знаком зміни ентропії. Процес збільшення ентропії ($ds > 0$) визначає підвід теплоти до речовини, тобто кількість теплоти має позитивний знак ($dq > 0$ і $q > 0$). Процес зменшення ентропії ($ds < 0$) відповідає відводу теплоти від речовини, тобто має негативний знак ($dq < 0$ і $q < 0$).

В загальному випадку температура T є змінною величиною, тому для обчислення інтегралу (3.5) треба в кожному конкретному термодинамічному процесі знати залежність між ентропією s і температурою T , тобто рівняння процесу в T - s координатах $s = \varphi(T)$. В загальному випадку графічно ця залежність може бути зображена в T - s координатах кривою 1-2 (рис. 3.2).

Подібно тому як на p - v діаграмі площа, яка обмежена кривою процесу і віссю абсцис, відображає роботу, на T - s діаграмі площа, яка обмежена кривою процесу, віссю абсцис і двома ординатами, відповідає кількості теплоти, яка приймає участь у процесі, тобто

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T \cdot ds = \text{пл. } 1s_1s_2 21.$$

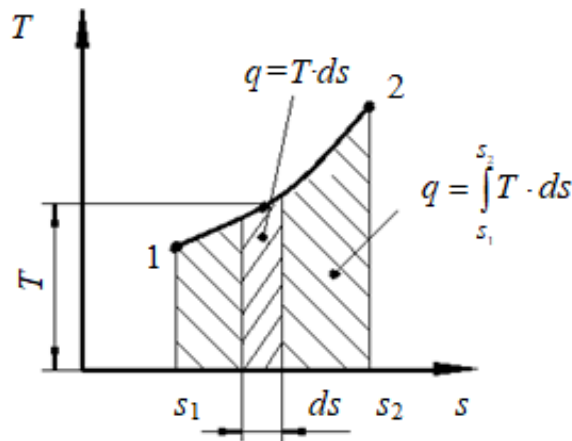


Рисунок 3.2 – До визначення теплоти в термодинамічному процесі

Другий спосіб обчислення теплоти пов'язаний з поняттям теплоємності речовини (робочого тіла) в термодинамічному процесі.

Кількість теплоти визначається з формул:

для довільної кількості речовини

$$Q = M \cdot c \cdot (T_2 - T_1), \text{ Дж(кДж)}, \quad (3.6)$$

де c – питома теплоємність, Дж/(кг·К); T_2, T_1 – температури речовини на початку і в кінці процесу (К);

для 1 кг речовини

$$q = c \cdot (T_2 - T_1), \text{ Дж/кг (кДж/кг)}. \quad (3.7)$$

Поняття теплоємності і її значення будуть розглянуті нижче.

Перший закон термодинаміки є окремим випадком загального закону збереження і перетворення енергії стосовно до процесів, що відбуваються у термодинамічних системах.

У загальному випадку він сформульований так:

повна енергія ізольованої термодинамічної системи при будь-яких процесах, що відбуваються в системі, залишається постійною, тобто

$$E = \text{const} \text{ або } E_2 - E_1 = 0, \quad (3.8)$$

де E_1 і E_2 – відповідно повна енергія системи в початковому і кінцевому станах.

В теорії технічної термодинаміки приймається, що термодинамічні процеси ідеальних газів відбуваються в закритих системах.

Рівняння першого закону термодинаміки для закритої системи, яка переміщається у просторі в диференціальній формі, має такий вигляд

$$dQ = dU + M \cdot \frac{dw^2}{2} + dL, \quad (3.9)$$

де dQ – кількість тепла, що підводиться або відводиться від термодинамічної системи (газу) у процесі зміни його стану; dU – зміна внутрішньої енергії газу;

dL – робота, яка здійснюється газом або над газом; w – швидкість переміщення газу; $M \cdot \frac{dw^2}{2}$ – зміна кінетичної енергії газу при переміщенні просторі.

В кінцевому вигляді рівняння записується так

$$Q = \Delta U + \frac{M \cdot dw^2}{2} + L. \quad (3.10)$$

Рівняння першого закону термодинаміки (3.10) у такому вигляді використовується при вивченні процесів, які відбуваються у газових потоках (витікання газів і парів крізь сопла).

При дослідженні процесів зміну стану в термодинамічній системі, яка перебуває в спокої (наприклад, газ в циліндрах двигунів внутрішнього згорання, повітря в циліндрах компресорів та інш.) зміна кінетичної енергії газу

$M \cdot \frac{dw^2}{2}$ дорівнює нулеві і рівняння (3.10) записується у такому вигляді

$$Q = \Delta U + L. \quad (3.11)$$

Рівняння першого закону термодинаміки для 1 кг записується у диференціальній формі:

$$dq = du + dl = du + p \cdot dv, \quad (3.12)$$

у кінцевому вигляді

$$q = \Delta u + l. \quad (3.13)$$

Таким чином, для закритої термодинамічної системи теплота, що передається їй, йде на зміну внутрішньої енергії і на здійснення зовнішньої роботи.

У термодинаміці розглядають **внутрішню енергію** U як суму внутрішньої кінетичної і внутрішньої потенціальної енергії атомів і молекул, що складають робоче тіло.

Внутрішня кінетична енергія у свою чергу складається з кінетичної енергії поступального руху молекул, кінетичної енергії обертального руху молекул, енергії коливального руху атомів. Кінетична енергія руху молекул – однозначна функція температури T . Потенціальна енергія сил взаємодії залежить від відстані між молекулами, тобто від об'єму V газу. Оскільки T і v є параметрами стану, то внутрішня енергія також є функцією стану робочого тіла. Для будь яких двох параметрів, визначають цей стан, можна написати

$$U = f_1(p, v); U = f_2(p, T); U = f_3(v, T).$$

Внутрішня енергія одиниці маси речовини називають питомою внутрішньою енергією $u = \frac{U}{M}$, Дж/кг. У техніці важливе не абсолютне значення внутрішньої енергії, а її зміна в термодинамічних процесах. Зміну внутрішньої енергії системи стану 1 до стану 2 можна записати

$$\Delta U = U_2 - U_1.$$

Внутрішня енергія реального газу залежить від температури й об'єму тіла. Для ідеального газу внутрішня енергія визначається тільки значенням температури

$$u = c_v \cdot T, \quad (3.14)$$

де c_v – масова ізохорна теплоємність.

Зміна внутрішньої енергії ідеальних газів залежить лише від початкової температури T_1 і кінцевої температури T_2 процесу.

$$\Delta u = c_v \cdot (T_2 - T_1). \quad (3.15)$$

Внутрішню енергію при $t = 0^\circ\text{C}$ приймають рівною нулеві.

У термодинамічних і теплотехнічних розрахунках часто використовують суму внутрішньої енергії системи U і добутку тиску p на величину об'єму системи, яку називають **ентальпією**

$$H = U + p \cdot V, \text{ Дж} \quad (3.16)$$

Для 1 кг робочого тіла, питома ентальпія h , Дж/кг, дорівнює

$$h = u + p \cdot v \quad (3.17)$$

Величини, що входять у (1.9) – параметри стану, і тому ентальпія також параметр стану, тобто зміна ентальпії в процесі не залежить від його характеру, а визначається тільки початковим і кінцевим станом робочого тіла.

$$\Delta h = h_2 - h_1 \quad (3.18)$$

Для ідеальних газів ентальпія залежить тільки від температури T і визначається

$$h = c_p \cdot T, \quad (3.19)$$

де c_p – масова ізобарна теплоємність, (кДж/(кг·К)).

Зміна ентальпії ідеального газу залежить від кінцевої T_2 і початкової T_1 температури процесу

$$\Delta h = c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (3.20)$$

При $t = 0^\circ\text{C}$ значення ентальпії приймають рівним нулеві.

Для довільної кількості робочого тіла **ентропія** позначається через S ; вимірюється в Дж/К, питома ентропія визначається $s = \frac{S}{M}$ і вимірюється в Дж/(кг·К).

Аналітично ентропія визначається

$$ds = \frac{dq}{T} \quad (3.21)$$

Зміна ентропії у термодинамічному процесі для станів 1,2 визначається

$$\Delta s = s_1 - s_2 = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3.22)$$

Зміна параметра s не залежить від характеру процесу, а визначається винятково початковими і кінцевими значеннями параметрів стану T і v , тому ентропія є також параметром стану робочого тіла.

При $t = 0^\circ\text{C}$ значення ентропії приймають рівним нулеві.

Теплоємністю називають кількість тепла, яке необхідно надати речовині (газу), щоб підвищити температуру будь-якої її кількісної одиниці на один Кельвін або один градус.

Залежно від обраної одиниці газу (1 кг, 1 м³, 1 кмоль) розрізняють:

масову теплоємність c , кДж/(кг·К);

об'ємну теплоємність c' , кДж/(м³·К);

мольну теплоємність $_{\mu}c$, кДж/(кмоль·К).

Між собою ці теплоємності зв'язані співвідношеннями

$$c = \frac{_{\mu}c}{\mu}; \quad c' = \frac{_{\mu}c}{22,4}; \quad c' = \frac{c}{v_H}, \quad (3.23)$$

де v_H – питомий об'єм при нормальних умовах.

Теплоємність газу залежить від його температури. Розрізняють теплоємності істинні, що визначаються для заданої температури, і середні, що визначаються для інтервалу температур, в межах якого відбувається процес підведення або відведення тепла.

Теплоємність ідеальних газів не залежить від їх температури, а залежить від їх атомності та характеру процесу. Теплоємність реальних газів залежить від їх температури, природних властивостей, характеру процесу.

Залежно від виду процесу, в якому підводиться або відводиться тепло, розрізняють теплоємності ізобарні істинні й середні та ізохорні істинні й середні.

Види теплоємностей та їх позначення наведені в табл. 3.1.

Таблиця 3.1 – Класифікація теплоємностей

Теплоємність	Масова, кДж/(кг·К)		Об'ємна, кДж/(м ³ ·К)		Мольна, кДж/(кмоль·К)	
	істинна	середня	істинна	середня	істинна	середня
ізохорна	c_v	c_{vm}	c'_v	c'_{vm}	$_{\mu}c_v$	$_{\mu}c_{vm}$
ізобарна	c_p	c_{pt}	c'_p	c'_{pt}	$_{\mu}c_p$	$_{\mu}c_{pt}$

Зв'язок між теплоємністю при сталих об'ємі і тиску виражається співвідношеннями

$$c_p - c_v = R - \text{рівняння Майєра}, \quad (3.24)$$

$$_{\mu}c_p - _{\mu}c_v = R_{\mu}. \quad (3.25)$$

Іноді при розрахунках ідеальних термодинамічних процесів та циклів залежністю від температури нехтують і значення теплоємностей приймають сталими. В такому випадку значення масових і об'ємних теплоємностей розраховують за допомогою мольних теплоємностей по формулам 3.23.

Значення сталих мольних теплоємностей μc_v і μc_p , які одержані на підставі молекулярно-кінетичної теорії теплоємностей, наведені в табл. 3.2.

Таблиця 3.2 – Значення сталих мольних теплоємностей

Гази	μc_v , кДж/(кмоль·К)	μc_p , кДж/(кмоль·К)	k
Одноатомні	12,5	20,8	1,66
Двоатомні	20,8	29,1	1,4
Три-і багатоатомні	29,1	37,4	1,29

В технічній термодинаміці велике значення має відношення масової ізобарної і ізохорної теплоємностей, яке позначається буквою k

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\mu c_p}{\mu c_v}. \quad (3.26)$$

Для визначення істинної теплоємності звичайно надається рівняння виду

$$c = a + b \cdot t + d \cdot t^2, \quad (3.27)$$

де a, b і d – величини, які стали для даного газу.

В теплотехнічних розрахунках нелінійну залежність теплоємності від температури заміняють близькою до неї лінійною залежністю. В такому випадку істинна теплоємність визначається з рівняння, яке є приблизним

$$c = a + b \cdot t, \quad (3.28)$$

А для визначення середньої теплоємності при зміні температури від t_1 до t_2 користуються рівнянням

$$c_{xm} = a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2), \quad (3.29)$$

де x – приймає позначку p , або v в залежності від характеру процесу (для ізохорного c_{vm} , для ізобарного c_{pm}).

Для середньої теплоємності в межах $0 - t^\circ\text{C}$ ця формула приймає вид

$$c_{xm} = a + \frac{b}{2} \cdot t. \quad (3.30)$$

Для розрахунку точного значення середньої теплоємності в інтервалі температур $t_1 - t_2$ для реальних газів користуються формулою

$$c_{xm} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1}, \quad (3.31)$$

де q_{1-2} – кількість тепла, підведеного (відведеного) до одиниці кількості речовини робочого тіла для підігрівання (охолодження) його від температури t_1 до температури t_2 .

Для практичних розрахунків точне значення середньої теплоємності знаходять за формулою

$$c_{xm}|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{xm2} \cdot t_2 - c_{xm1} \cdot t_1}{t_2 - t_1}, \quad (3.32)$$

де $c_{xm1} \cdot t_1$ і $c_{xm2} \cdot t_2$ – середні значення теплоємностей відповідно в інтервалах температур $0 - t_2$ і $0 - t_1$.

Кількість тепла, витраченого в процесі при незмінному об'ємі і сталому тиску розраховують за формулами

$$q_v = c_{vm2} \cdot t_2 - c_{vm1} \cdot t_1;$$

$$q_p = c_{pm2} \cdot t_2 - c_{pm1} \cdot t_1,$$

де c_{vm1} і c_{vm2} – середні значення масових ізохорних теплоємностей в інтервалах температур $0 - t_2$ і $0 - t_1$; c_{pm1} і c_{pm2} – середні значення масових ізобарних теплоємностей в інтервалах температур $0 - t_2$ і $0 - t_1$.

Теплоємності газових сумішей

$$\text{– масова } c_{xm} = \sum_1^n m_k \cdot c_k; \quad (3.33)$$

$$\text{– об'ємна } c'_{xm} = \sum_1^n r_k \cdot c'_k \quad (3.34)$$

$$\text{– мольна } \mu c_{xm} = \sum_1^n z_k \cdot \mu c_k, \quad (3.35)$$

де z_k – мольна частка компонента суміші.

Питання для самоконтролю

1. Якими способами відбувається передача енергії від термодинамічної системи до зовнішніх тіл?
2. За якою формулою обчислюється робота в довільному термодинамічному процесі?
3. Як графічно зображується робота в p - v координатах?
4. В якому випадку робота в термодинамічному процесі позитивна, а в якому негативна?
5. Формули для обчислення кількості теплоти у довільному термодинамічному процесі?
6. Що зображує площа під кривою процесу на T - s діаграмі?
7. В якому випадку кількість теплоти має позитивний знак, а в якому негативний знак?
8. Формулювання першого закону термодинаміки у загальному випадку.

9. Рівняння першого закону термодинаміки для закритої термодинамічної системи, яка переміщається у просторі.

10. Рівняння першого закону термодинаміки для закритої термодинамічної системи, яка перебуває у спокої.

11. Формулювання першого закону для термодинамічної системи, яка перебуває в спокої.

12. Що розуміють під поняттям "теплоємність"?

13. Як позначається теплоємність та в яких одиницях вона вимірюється?

14. Чому теплоємність не можна вважати параметром стану?

15. Перерахуйте види теплоємності.

16. Яким чином пов'язані між собою теплоємності c_p і c_v ?

17. Чому теплоємність c_p більша від теплоємності c_v ?

18. Яким чином пов'язані між собою масова і мольна теплоємності?

19. Як можна визначити мольну теплоємність ідеального газу?

20. У чому полягає відмінність між поняттями істинної теплоємності і середньої теплоємності?

21. Яке математичне вираження наближеного значення істинної та середньої теплоємностей?

22. Яким чином обчислюють точне значення середньої теплоємності?

23. Які фізичні величини потрібні для визначення теплоємності газової суміші?

24. З якою метою використовується поняття теплоємності?

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 4

ОСНОВНІ ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ

Мета заняття: вміти трактувати умови перебігу основних термодинамічних процесів, набути навичок розрахунку зміни калоричних параметрів, теплоти, роботи, а також вміти аналізувати характер перебігу процесів за допомогою p - v і T - s діаграм.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати основні термодинамічні процеси зміни стану ідеального газу

Суттєвий практичний інтерес в теорії термодинаміки становлять основні **термодинамічні процеси:**

- ізохорний, що протікає при сталому об'ємі ($v = \text{const}$);
- ізобарний – при постійному тиску ($p = \text{const}$);
- ізотермічний – при постійній температурі ($T = \text{const}$);
- адіабатний, що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем ($q = 0$, $dq = 0$, $p v^k = \text{const}$);
- політропний, що протікає при сталій теплоємності ($c_n = \text{const}$, $p v^n = \text{const}$). Він є узагальнюючим процесом, що охоплює всю сукупність можливих термодинамічних процесів.

Методика дослідження і розрахунків для всіх процесів однакова і складається в наступному:

- виводиться рівняння процесу, яке встановлює зв'язок між початковими і кінцевими параметрами стану;
- визначається зміна калоричних параметрів (Δu , Δh , Δs);
- обчислюються теплота і робота, які приймають участь у даному процесі;
- зображуються графіки процесів в p - v і T - s координатах.

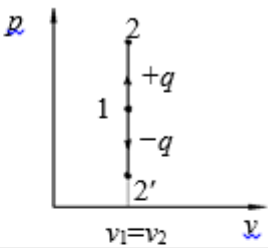
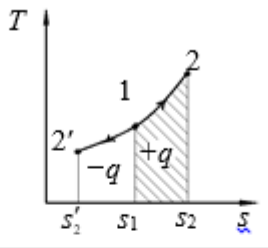
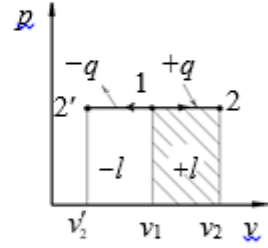
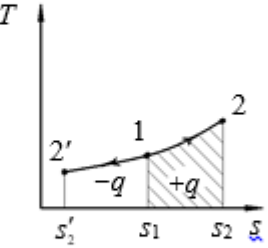
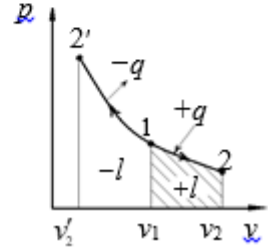
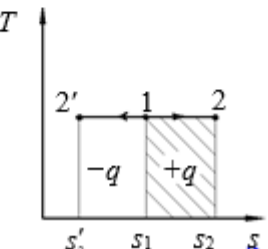
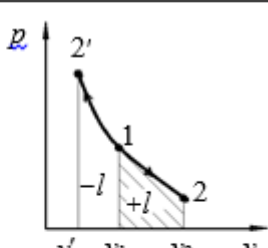
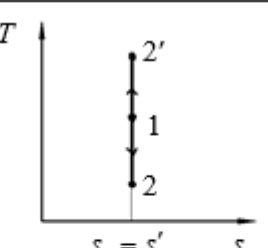
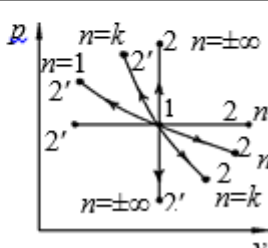
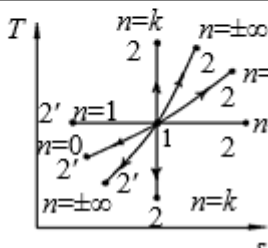
Рівняння процесів, формули для обчислення Δu , Δh , Δs , а також теплоти і роботи в кожному процесі наведені в таблиці 4.1. Зображення процесів розширення і стиску газів в p - v і T - s координатах наведені в таблиці 4.2.

Таблиця 4.1 – Формули розрахунку термодинамічних процесів

Назва процесу	Умови проходження процесу	Взаємозв'язок між параметрами	Питома робота, Дж/кг	Питома теплота, Дж/кг	Зміна питомої внутрішньої енергії, Дж/кг	Зміна питомої ентальпії, Дж/кг	Зміна питомої ентропії, Дж/(кг·К)
1	2	3	4	5	6	7	8
Ізохорний	$v = const$	$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$	$l_{1-2} = 0$	$q_{1-2} = \Delta u$ $q_{1-2} = c_v \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta u_{1-2} = c_v \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta h_{1-2} = c_v \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta s_{1-2} = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$
Ізобарний	$p = const$	$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$	$l_{1-2} = p \cdot (v_2 - v_1)$ $l_{1-2} = R \cdot (T_2 - T_1)$	$q_{1-2} = c_p \cdot (T_2 - T_1)$ $q_{1-2} = \Delta h_{1-2}$	$\Delta u_{1-2} = c_p \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta h_{1-2} = c_p \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta s_{1-2} = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$
Ізотермний	$T = const$	$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}$	$l_{1-2} = R \cdot T \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$ $l_{1-2} = R \cdot T \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}$	$q_{1-2} = l_{1-2}$ $q_{1-2} = R \cdot T \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$	$\Delta u_{1-2} = 0$	$\Delta h_{1-2} = 0$	$\Delta s_{1-2} = R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$

1	2	3	4	5	6	7	8
Адіабатний	$p v^k = \text{const}$	$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}$	$l_{1-2} = \frac{1}{k-1} \cdot$ $\cdot (p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2)$ $l_{1-2} = \frac{R}{k-1} \cdot (T_1 - T_2)$	$q_{1-2} = 0$	$\Delta u_{1-2} = c_v \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta h_{1-2} = c_p \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta s_{1-2} = 0$
Політропний	$p v^n = \text{const}$	$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{n-1}$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}}$	$l_{1-2} = \frac{1}{n-1} \cdot$ $\cdot (p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2)$ $l_{1-2} = \frac{R}{n-1} \cdot (T_1 - T_2)$ $l_{1-2} = \frac{R \cdot T_1}{n-1} \cdot$ $\cdot \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right)$	$q_{1-2} = \Delta u_{1-2} + l_{1-2}$ $q_{1-2} = c_v \cdot \frac{n-k}{n-1} \cdot$ $\cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta u_{1-2} = c_v \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta h_{1-2} = c_p \cdot (T_2 - T_1)$	$\Delta s_{1-2} = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} +$ $+ R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$

Таблиця 4.2 – Графічне зображення термодинамічних процесів

Назва процесу	Зображення процесу в p - v координатах	Зображення процесу в T - s координатах
Ізохорний		
Ізобарний		
Ізотермічний		
Адіабатний		
Політропний		

Питання для самоконтролю

1. Ізохорний термодинамічний процес і основні його закономірності.
2. Ізобарний термодинамічний процес і основні його закономірності.
3. Ізотермічний термодинамічний процес і основні його закономірності.
4. Адіабатний термодинамічний процес і основні його закономірності.
5. Політропний термодинамічний процес і основні його закономірності.
6. Обґрунтуйте аналітичний зв'язок між основними термодинамічними параметрами стану в адіабатному процесі.
7. Обґрунтуйте аналітичний зв'язок між основними термодинамічними параметрами стану в політропному процесі.
8. Наведіть графіки ізотермічного процесу в p - v і T - s координатах.
9. Наведіть графіки ізобарного процесу в p - v і T - s координатах.
10. Наведіть графіки ізохорного процесу в p - v і T - s координатах.
11. Наведіть графіки адіабатного процесу в p - v і T - s координатах.
12. Наведіть графіки політропного процесу в p - v і T - s координатах.

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 5 ТЕРМОДИНАМІЧНІ ЦИКЛИ

Мета заняття: засвоїти тлумачення другого закону термодинаміки та ознайомитися з умовами безперервного перетворення теплоти в роботу; вміти пояснити, в яких умовах може відбуватись цикл Карно і чому його вважають еталоном для порівняння ефективності циклів, які проєктуються і діючих теплових двигунів; усвідомити, які цикли відбуваються у двигунах внутрішнього згорання і газотурбінних установках, навчитись розраховувати виконану за один цикл роботу, кількість підведеної та відведеної теплоти, а також термічний ККД.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати особливості перетворення теплоти на роботу та умови роботи теплових двигунів, розуміти сутність другого закону термодинаміки та принципу зростання ентропії ізольованої термодинамічної системи.

Коловим процесом називається сукупність термодинамічних процесів, в результаті послідовного здійснення яких робоче тіло повертається в початковий стан.

Цикл, в якому одержана додатна робота, називається прямим; в ньому робота розширення l_1 , більше роботи стиску l_2 . Такі цикли здійснюються за годинниковою стрілкою. (рис. 5.1). Робота розширення зображується площиною $l_1 = \text{пл.} 1a2v_11$, робота стиску площею $l_2 = \text{пл.} 2b1v_22$. Таким чином, додатна робота в прямому циклі, графічно зображується в $p-v$ координатах площиною, що знаходиться всередині замкнутого контуру циклу і дорівнює: $l = l_1 - l_2$.

Якщо позначити через q_1 – кількість тепла, підведеного до 1 кг робочого тіла, а через q_2 – кількість тепла, відведеного від 1 кг робочого тіла, то корисно використане тепло в циклі дорівнюватиме

$$q = q_1 - q_2.$$

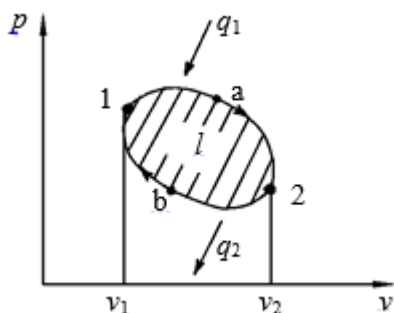


Рисунок 5.1 – Прямий довільний цикл

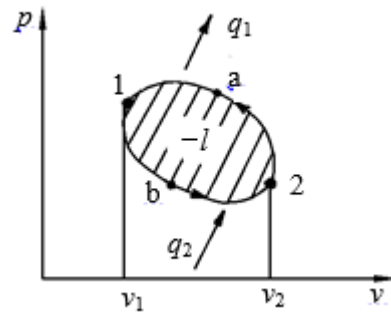


Рисунок 5.2 – Зворотний довільний цикл

В ідеальному прямому циклі корисне використане тепло q витрачається на одержання додатної роботи l , тобто $l = q = q_1 - q_2$.

Ступінь досконалості перетворення тепла в роботу в термодинамічному прямому циклі оцінюється термічним коефіцієнтом корисної дії (ККД). Термічним ККД прямого циклу називається відношення додатної роботи за цикл, до тепла q_1 , що підведено до робочого тіла в цьому циклі від зовнішніх джерел

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (5.1)$$

Термічний ККД показує, яку кількість одержуваного тепла машина перетворює в роботу в конкретних умовах проходження ідеального циклу. Чим більше величина η_t , тим досконаліші і цикл і теплова машина.

Отже, машини, що працюють за прямим циклом, є теплові двигуни (двигуни внутрішнього згорання, газотурбінні установки, паросилові установки, реактивні двигуни).

Цикл, в якому робота стиску більш від роботи розширення, називається зворотним. Такий цикл відбувається проти ходу годинникової стрілки (рис. 5.2). При цьому тепло відбирається від холодного джерела тепла і передається гарячому джерелу. Гарячому джерелу передається тепло q_1 , що дорівнює сумі тепла q_2 , яке забирається від холодного джерела і тепла еквівалентного підведеної у циклі роботи l , тобто

$$q_1 = q_2 + l.$$

Таким чином, при затраті зовні роботи, тепло перетікатиме від холодного джерела до гарячого.

Ступінь досконалості зворотного циклу визначається холодильним коефіцієнтом ε . Холодильний коефіцієнт циклу являє собою відношення кількості тепла q_2 , відведеного в зворотному циклі від охолоджувача до роботи l , затраченої у цьому циклі

$$\varepsilon = \frac{q}{l} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}.$$

Отже, машини, що працюють за зворотним циклом (проти годинникової стрілки) є холодильними машинами, або тепловими насосами.

Дослідження роботи реальних теплових машин, наприклад двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ) робиться по діаграмам, в яких дається зміна тиску в циліндрі залежності від положення поршня за весь цикл. Таку діаграму, знятою за допомогою спеціального приладу-індикатора, називають індикаторною діаграмою. Площа замкнутої фігури індикаторної діаграми зображує в означеному масштабі індикаторну роботу газу l за один цикл.

На рис. 5.3 зображена індикаторна діаграма чотиритактного двигуна, який працює на легкому паливі-бензині. Такий робочий процес (цикл) ДВЗ здійснюється за чотири хода поршня (такту) або за два оберти валу. у такому робочому процесі реального двигуна є всі ознаки необоротних

термодинамічних процесів: тертя, кінцеві швидкості поршня, теплообмін при кінцевої різності температур та інші. Аналізувати такий цикл з точки зору теплових процесів неможливо, тому в термодинаміці досліджують не реальні процеси теплових двигунів, а ідеальні оборотні цикли. В якості робочого тіла приймають ідеальний газ зі сталою теплоємністю. Циліндр заповнюється сталою кількістю робочого тіла. Підведення теплоти до робочого тіла здійснюється від зовнішніх джерел теплоти, а ні за рахунок спалювання палива. Реальні процеси циклу замінюються ідеальними термодинамічними процесами. В таких циклах ДВЗ такти всмоктування 0-1 і вихлопу 4-0 не зображуються. Діаграма яка будується при вказаних умовах, є не індикаторною діаграмою, а в $p-v$ або $T-s$ координатах теоретичним циклом з підводом теплоти у зазначених термодинамічних процесах.

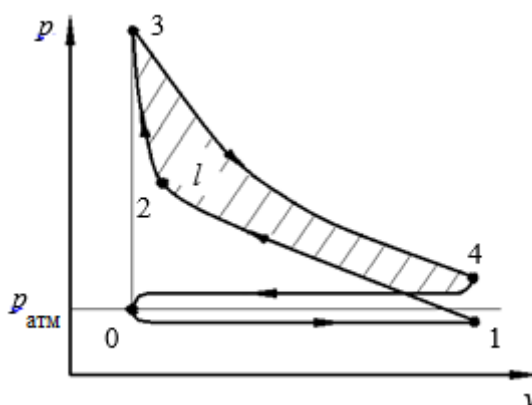


Рисунок 5.3. – Зображення індикаторної діаграми чотиритактного двигуна внутрішнього згорання

Таким чином, вивчення ідеальних термодинамічних циклів, дозволяє робити при прийнятих припущеннях аналіз і порівняння роботи різних двигунів і виявляти фактори, які впливають на їх економічність.

Теоретичні цикли теплових двигунів будуть розглянуті нижче.

Цикл Карно складається з двох ізотермічних процесів 1-2 розширення і 3-4 стиску, і двох адіабатних процесів 2-3 розширення і 4-1 стиску (рис. 5.4).

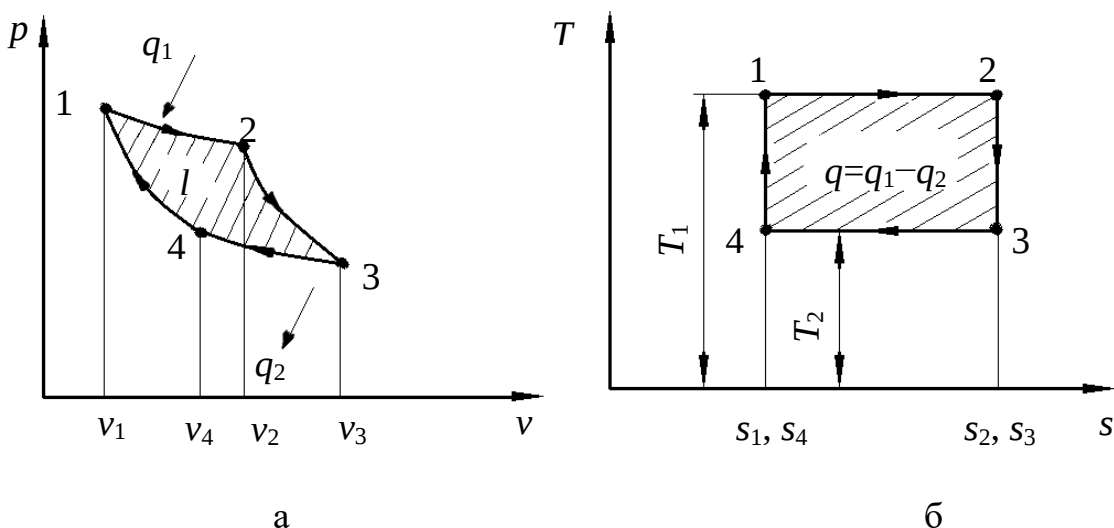


Рисунок 5.4 – Цикл Карно в p - v (а) або T - s координатах (б)

Кількість підведеного тепла

$$q_1 = R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (5.3)$$

Кількість відведеного тепла

$$q_2 = R \cdot T_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4}. \quad (5.4)$$

Робота циклу Карно

$$l = q_1 - q_2. \quad (5.5)$$

Термічний к.к.д. циклу

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (5.6)$$

де T_1 і T_2 – відповідно температури верхнього і нижнього джерела теплоти в К.

Цикл з підведенням тепла при сталому об'ємі складається з двох адіабат і двох ізохор (рис. 4.5)

Характеристиками циклу є

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} - \text{ступінь стиску};$$

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2} - \text{ступінь підвищення тиску}.$$

Кількість підведеного тепла

$$q_1 = c_v \cdot (T_3 - T_2).$$

Кількість відведеного тепла

$$q_2 = c_v \cdot (T_1 - T_4)$$

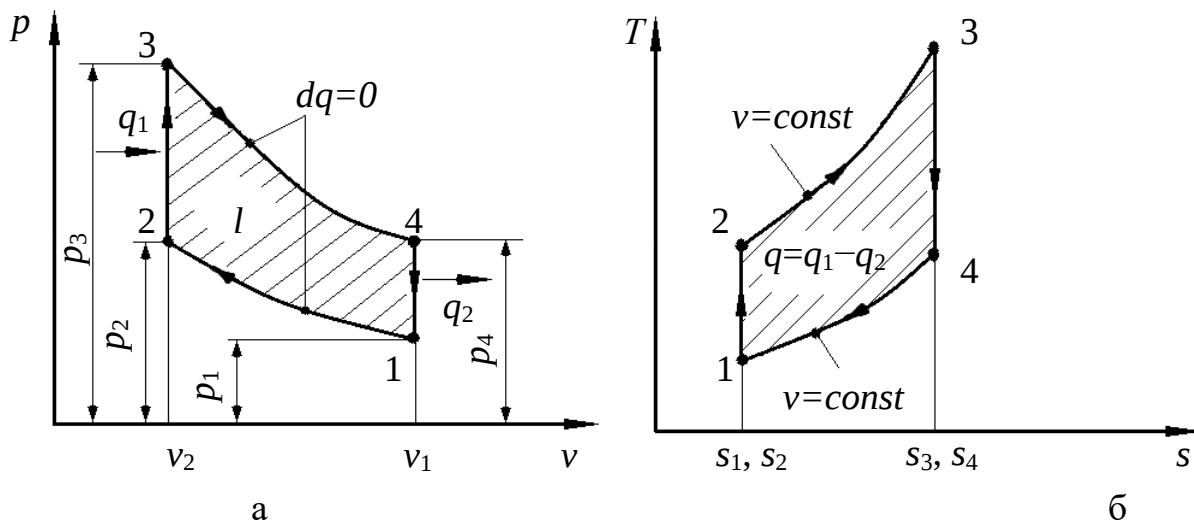


Рисунок 5.5 – Цикл ДВЗ ($v = \text{const}$) в p - v (а) або T - s координатах (б)

Робота циклу

$$l = q_1 - q_2 \quad (5.7)$$

Термічний к.к.д. циклу

$$\eta_T = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (5.8)$$

Цикл з підведенням тепла при сталому тиску складається з двох адіабат, однієї ізобари і однієї ізохори (рис. 5.6).

Характеристиками циклу є

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} - \text{ступінь стиску}; \quad \rho = \frac{v_3}{v_2} - \text{ступінь попереднього розширення}.$$

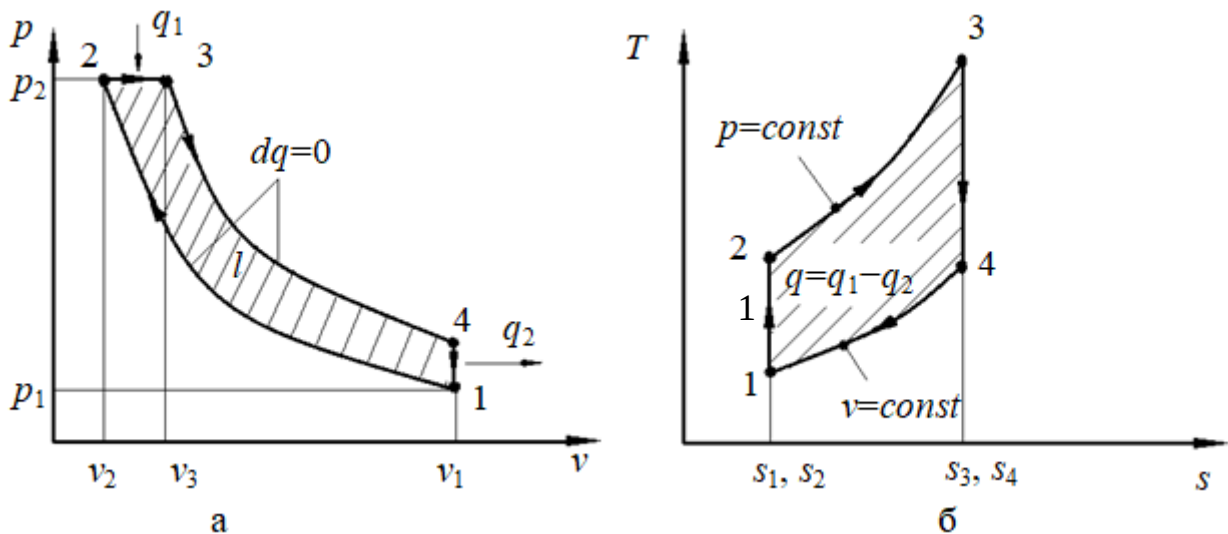


Рисунок 5.6 – Цикл ДВЗ ($p = \text{const}$) в p - v (а) або T - s координатах (б)

Кількість підведеного тепла

$$q_1 = c_p \cdot (T_3 - T_2).$$

Кількість відведеного тепла (абсолютне значення)

$$l \quad q_2 = c_v \cdot (T_4 - T_1).$$

Робота циклу

$$l = q_1 - q_2.$$

Термічний к.к.д. циклу

$$\eta_T = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^{k-1}}{k \cdot (\rho - 1)}. \quad (5.9)$$

Цикл з комбінованим підведенням тепла складається з двох адіабат, двох ізохор і однієї ізобари (рис. 4.7).

Характеристиками циклу є

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad \lambda = \frac{p_3}{p_2}; \quad \rho = \frac{v_4}{v_3}.$$

Кількість підведеного тепла

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

Кількість відведеного тепла

$$q_2 = c_v \cdot (T_1 - T_5).$$

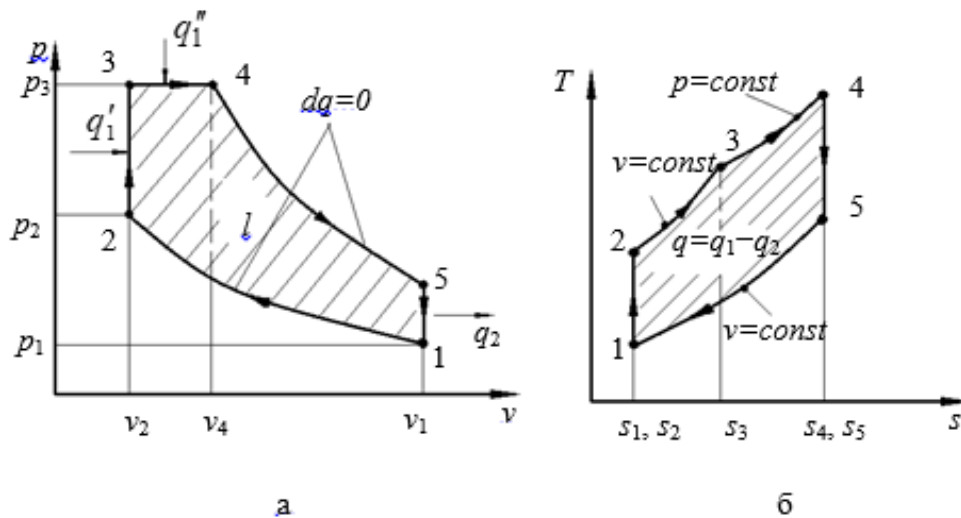


Рисунок 5.7 – Цикл ДВЗ ($v, p = \text{const}$) в p - v (а) або T - s координатах (б)

Термічний к.к.д. циклу

$$\eta_T = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \cdot \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k \cdot \lambda \cdot (\rho - 1)}. \quad (5.10)$$

У наведених вище теоретичних циклах поршневих двигунів внутрішнього згорання рівняння для визначення кількості підведеного і відведеного тепла, а також для термічного к.к.д. дані для випадку $c = \text{const}$.

На рис. 5.8 наведена схема найпоширенішого типу газотурбінної установки зі згоранням палива при сталому тиску.

Компресор K , розташований на спільному валу з газовою турбіною T , всмоктує повітря з атмосфери і стискує його до заданого тиску. Стиснуте в компресорі повітря надходить в камеру згорання $KЗ$; туди ж паливним насосом $ПН$ подається рідке паливо. Займання горючої суміші відбувається від запальника $З$ (електричної свічки). Згорання відбувається при сталому стиску. З камери згорання гази надходять в сопла $С$, з яких вони з великою швидкістю поступають на робочі лопатки $Л$ турбіни і приводять до обертання її ротор. Відпрацьовані гази через випускний патрубок $П$ випускають в атмосферу.

На рис. 5.9. зображений теоретичний цикл газової турбіни з підведенням тепла при сталому тиску. Як видно з цього рисунка, цикл складається з двох адіабат і двох ізобар. Лінія 1-2 зображує процес адіабатного стиску в компресорі, 2-3 – ізобарне підведення тепла (згорання палива), 3-4 – адіабатне розширення в газовій турбіні, 4-1 – умовний ізобарний процес, що замикає цикл.

Термічний ККД циклу

$$\eta_T = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad \text{або} \quad \eta_T = 1 - \frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}},$$

де $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ – ступінь стиску, а $\lambda = \frac{p_2}{p_1}$ – ступінь підвищення тиску.

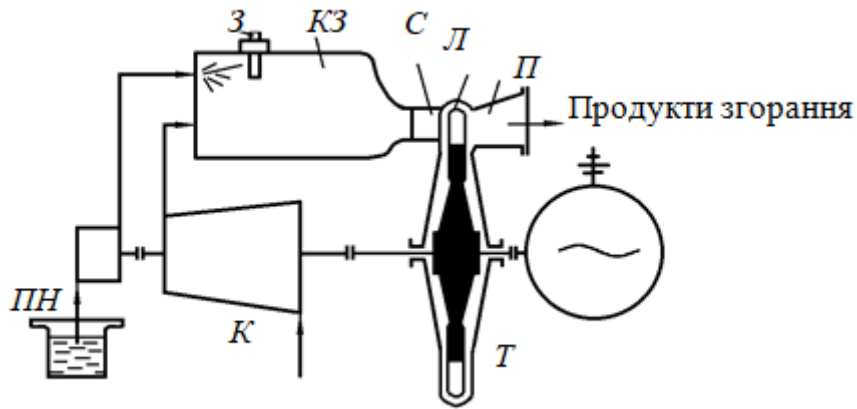


Рисунок 5.8 – Схема ГТУ з підводом теплоти при $p = \text{const}$

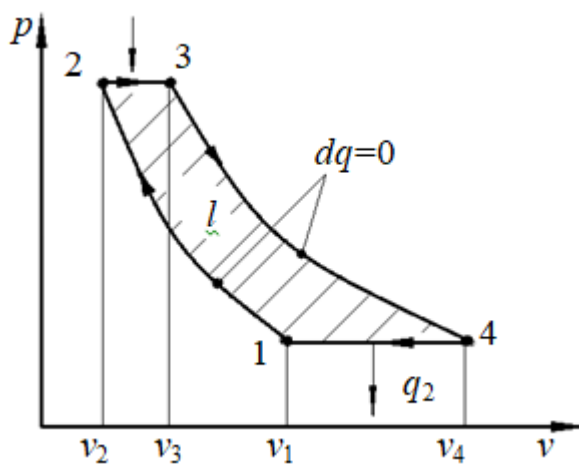


Рисунок 5.9 – Цикл ГТУ з підводом теплоти при $p = \text{const}$

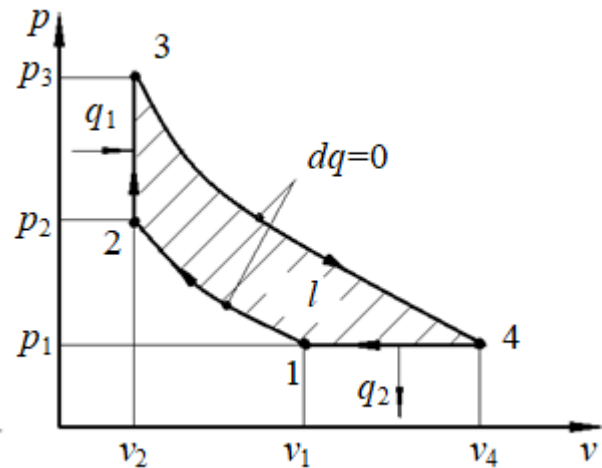


Рисунок 5.10 – Цикл ГТУ з підводом теплоти при $v = \text{const}$

Цикл газотурбінної установки з підведенням тепла при сталому об'ємі представлений на рис. 4.10, а схема установки наведена на рис. 4.11.

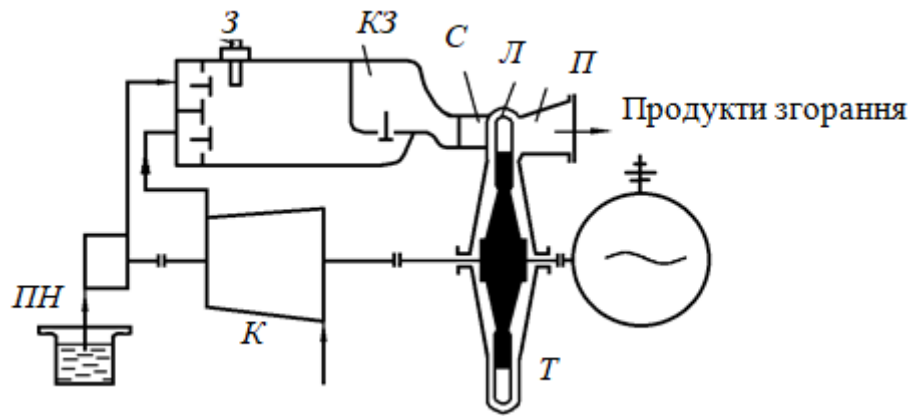


Рисунок 5.11 – Схема ГТУ з підводом теплоти при $v = \text{const}$

В компресорі K відбувається адіабатний стиск повітря (лінія 1-2, рис. 5.10). Стиснуте повітря надходить в камеру згорання $KЗ$, куди одночасно паливним насосом $ПН$ подається рідке паливо. При згоранні об'єм не змінюється (при закритих клапанах). Займання горючої суміші відбувається від запальника $З$. Продукти згорання проходять через випускний клапан камери, надходять в сопла $С$, де адіабатно розширюються (лінія 3-4, рис. 4.10). Далі гази з великою швидкістю надходять на робочі лопатки $Л$ турбіни і приводять до обертання її ротор. Відпрацьовані гази через випускний патрубок $П$ випускають в атмосферу. Цикл замикається умовним ізобарним процесом (лінія 4-1, рис. 5.10).

Термічний к.к.д. циклу

$$\eta_T = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{\lambda - 1}, \quad (5.11)$$

де $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$.

Питання для самоконтролю

1. Сформулюйте другий закон термодинаміки.
2. Що називається круговим процесом (циклом)?
3. Який цикл називається прямим, а який зворотним?
4. Дайте визначення термічного ККД циклу?
5. Назвіть теплові двигуни, що працюють за прямим циклом.
6. У яких установках застосовується зворотний цикл і чим характеризується його ефективність?
7. Чи може термічний ККД дорівнювати одиниці?
8. Як можна пояснити термін "вічний двигун другого роду"?
9. Чому для теплового двигуна обов'язково потрібен охолодник?
10. Які основні фактори зумовлюють величину термічного ККД?
11. У чому, з погляду термодинаміки, полягає принципова відмінність парового двигуна від двигуна внутрішнього згорання?
12. Які теоретичні цикли відбуваються в поршневих двигунах внутрішнього згорання?

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 6

ОСНОВИ ТЕРМОДИНАМІКИ ПАРИ

Мета заняття: засвоїти властивості водяної пари, як реального газу. Розраховуючи процеси, пов'язані з водяною парою, навчитися користуватися таблицями для водяної пари або $h-s$ діаграмою водяної пари. Засвоїти поняття сухої насиченої пари, вологої насиченої пари, перегрітої пари і знати, якими параметрами здається кожний стан пари, уміти зображувати графіки парових процесів у діаграмах $p-v$, $T-s$, $h-s$.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати основні закономірності фазових переходів у чистій речовині, вміти визначати параметри стану пари за таблицями та спеціальними діаграмами, вміти розраховувати парові термодинамічні процеси

Між газоподібним і пароподібним станами речовини не існує формальної різниці, й газ можна розглядати як дуже перегріту пару, а пару – як газ, що перебуває поблизу стану скраплення. З якісної сторони поведінка пари усіх речовин однакова, тому все, про що буде говоритися нижче стосовно водяної пари, однаковою мірою відноситься до пари будь-якої іншої речовини. В якості реального газу розглянемо водяну пару, яка широко використовується в багатьох галузях техніки і найперше в теплоенергетиці, де вона є основним робочим тілом. Тому дослідження термодинамічних властивостей води і водяної пари, а також термодинамічних процесів водяної пари має велике практичне значення.

У теплоенергетичних установках водяна пара використовується при таких тисках і температурах, що нехтування в розрахунках силами зчеплення та об'ємом молекул призвело б до значних похибок. Тому застосовувати до водяної пари в цих станах законів ідеальних газів було б помилковим. Пара – це реальний газ, тому не можна застосовувати до неї рівняння стану ідеального газу $p \cdot v = R \cdot T$. Рівняння стану для пари досить складні, тому в широкій розрахунковій практиці майже не застосовуються.

Для вирішення завдань, пов'язаних із застосуванням пари, використовують таблиці й діаграми, складені на підставі практикованих і теоретичних даних.

Одержання водяної пари для практичного застосування здійснюється переважно в спеціальних котельних агрегатах. Незалежно від призначення, величини й конструкції парових котлів процес пароутворення та одержання пари в них завжди йде при постійному тиску. Величина тиску буває досить різною, від 0,1 до 30 МПа.

При вивченні процесу утворення водяної пари в термодинаміці вихідним станом прийнято вважати воду, що перебуває в стані, який відповідає потрійній точці, тобто при температурі $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. Для цього стану приймають нульові значення питомої ентальпії, ентропії та внутрішньої енергії ($h_0 = 0$; $s_0 = 0$; $u_0 = 0$).

Як приклад утворення пари при постійному тиску $p = 5$ МПа схематично зображено на рис. 6.1, а на рис. 6.2 подано процес пароутворення в p - v -діаграмі. Процес пароутворення в прикладі розглядається для 1 кг води.

При температурі $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ вода перебуває в рідкій фазі і має питомий об'єм $v_0 = 0,001\text{ м}^3/\text{кг}$. На p - v -діаграмі цей стан позначений точкою 1.

Для позначення величин, для різних станів води й пари, прийнята така індексація. Величини з індексами: 0 – означають початковий стан води; ' – воду, нагріту до температури кипіння; x – вологе повітря; '' – суху пару; величини без індексів означають перегріту пару.

Якщо до води підводити тепло при постійному тиску $p = 5$ МПа, то температура її буде підвищуватися, а питомий об'єм збільшуватися. У стані 2 (рис. 6.1), що відповідає температурі $263,9\text{ }^{\circ}\text{C}$, утворяться перші парові бульбашки; це означає, що вода досягла стану кипіння. Температура пари, що утвориться, дорівнює температурі кипіння води, її прийнято називати температурою насичення. Температура насичення t_n залежить тільки від тиску. Питомий об'єм киплячої води v' став трохи більшим від початкового $v_0 = 0,00129\text{ м}^3/\text{кг}$.

Встановимо, що параметри киплячої води, такі як питомий об'єм, ентальпія, ентропія й внутрішня енергія, прийнято позначати з індексом штрих, тобто v' ; h' ; s' ; u' .

Кількість тепла, витраченого для нагрівання 1 кг води (рідини) від $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до температури кипіння при постійному тиску, називають теплотою рідини. Її можна визначити як різницю ентальпії рідини в стані кипіння і рідини при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ при тому самому тиску

$$q_{\text{ж}} = h_2 - h_1 = h' - h_0, \text{ кДж/кг.} \quad (6.1)$$

Тому що питома ентальпія води при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ $i_0 = 0$, то

$$q_{\text{ж}} = h', \text{ кДж/кг,} \quad (6.2)$$

тобто ентальпія киплячої води дорівнює теплоті рідини.

Питома внутрішня енергія киплячої рідини визначається із загальної формули для питомої ентальпії

$$h = u + p \cdot v \text{ чи } u' = h' - p \cdot v', \text{ кДж/кг.} \quad (6.3)$$

При подальшому підведенні теплоти до води, нагрітої до температури кипіння при даному тиску, почнеться перетворення її в пару. При цьому кількість води зменшується, кількість пари збільшується.

У процесі пароутворення температура буде залишатися постійною доти, поки не перетвориться в пару остання крапля води (рідини). Двофазну систему, суміш сухої пари й киплячої рідини (стан 3, рис. 6.1), називають вологою парою. У кінцевому стані волога пара перетворюється в суху насичену пару (стан 4, рис. 6.1).

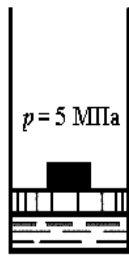
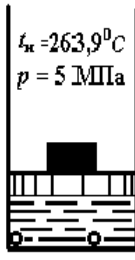
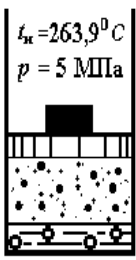
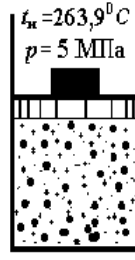
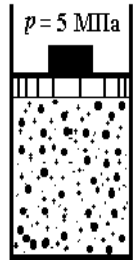
Стан	1	2	3	4	5
Схематичне зображення процесу пароутворення та фазових переходів з одного стану в інший					
Змінні величини	Рідина	Кипляча рідина	Волога пара	Суха насичена	Перегріта пара (газ)
Маса води, кг	$M_B = 1$	$M_B = 1$	$M_B = (1 - x)$	$M_B = 0$	$M_B = 0$
Маса пари, кг	$M_{\Pi} = 1$	$M_{\Pi} = 0$	$M_{\Pi} = x$	$M_{\Pi} = 1$	$M_{\Pi} = 1$
Температура, °C	$t = t_0 = 0$	$t = t_n$	$t = t_n$	$t = t_n$	$t > t_n$
Питомий об'єм, м³/кг	$v_0 = 0,001$	$v' > v_0$	$v_x = v''_x + v'(1-x)$	$v'' > v_x$	$v > v''$
Ступінь сухості пари	—	$x = 0$	$0 < x < 1$	$x = 1$	—
Теплота пароутворення, кДж/кг	—	$r = 0$	r_x	r	—
Ентальпія, кДж/кг	$h_0 = 0$	$h' > 0$	$h_x = h' + r_x$	$h'' = h' + r$	$h = h'' + q$
Ентропія, кДж/кг·К	$s_0 = 0$	$s' > 0$	$s_x = s' + r \cdot x / T_n$	$s'' = s' + r / T$	$s > s''$

Рисунок 6.1 – Схематичне зображення процесу пароутворення при постійному тиску

Найважливіша характеристика вологої пари – ступінь сухості. Ступінь сухості пари x виражає масову частку сухої насиченої пари у вологій, тобто

$$x = \frac{M_{\Pi}}{(M_{\Pi} + M_B)}, \quad (6.4)$$

де M_{Π} – маса сухої насиченої пари у вологій парі, кг; M_B – маса води у вологій парі, кг.

Очевидно, значення $x = 0$ відповідає початковому моменту пароутворення, а $x = 1$ – кінцю пароутворення.

Питомий об'єм, ентальпію, ентропію й внутрішню енергію вологої пари позначають із підрядковим індексом x , тобто v_x , h_x , s_x , u_x . Відповідно ці самі параметри сухої насиченої пари позначають v'' , h'' , s'' , u'' .

Якщо врахувати, що 1 кг вологої пари містить x кг сухої насиченої пари й $(1 - x)$ кг киплячої води, то очевидно, що питомий об'єм вологої пари v_x можна визначити за рівнянням

$$v_x = v'' \cdot x + (1 - x) \cdot v', \text{ м}^3/\text{кг}. \quad (6.5)$$

Із цієї формули виходить значення

$$x = \frac{(v_x - v')}{(v'' - v')}. \quad (6.6)$$

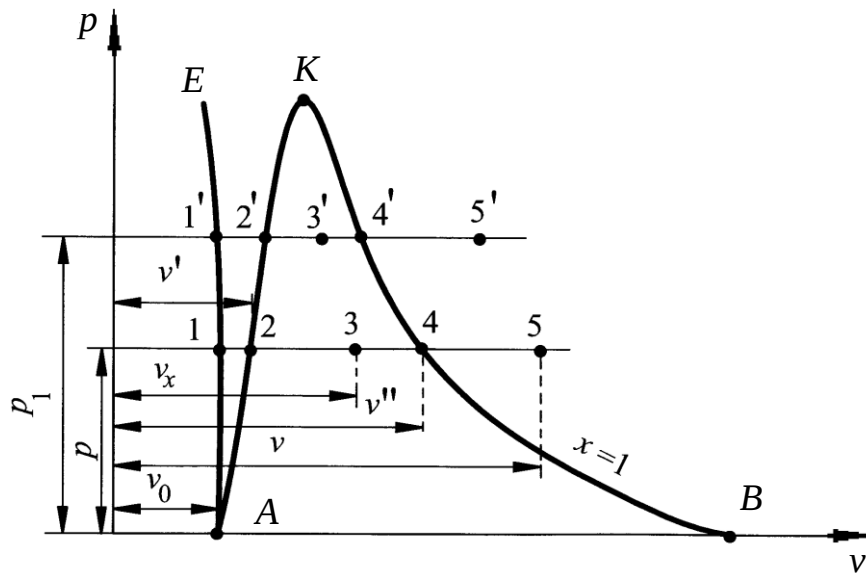


Рисунок 6.2 – Графік процесу пароутворення в p - v -координатах

Кількість теплоти, яка витрачена на перетворення 1 кг киплячої води в суху насичену пару при $p = \text{const}$, називають теплою пароутворення й позначають r .

Ентальпія вологої пари h_x – це кількість тепла, необхідного для перетворення 1 кг води з $t = 0^\circ\text{C}$ у вологу пару при $p = \text{const}$.

Очевидно, що

$$h_x = h' + r \cdot x, \text{ кДж/кг}, \quad (6.7)$$

де h' – питома ентальпія киплячої рідини; $r \cdot x$ – кількість теплоти, витраченої на випаровування x частки води.

Питома внутрішня енергія вологої пари

$$u_x = h_x - p \cdot v_x. \quad (6.8)$$

Питома ентропія вологої пари визначається за формулою

$$s_x = s' + \frac{r \cdot x}{T_H}. \quad (6.9)$$

Питома ентальпія сухої ($x = 1$) насиченої пари визначається за формулою

$$h'' = h' + r, \text{ кДж/кг}. \quad (6.10)$$

Питома внутрішня енергія сухої насиченої пари визначається за формулою

$$u'' = h'' - p \cdot v''. \quad (6.11)$$

Якщо суху насичену пару, яка перебуває в стані 4 (див. рис. 6.1), продовжувати нагрівати далі, то її температура й об'єм будуть збільшуватися. Пара, у якої температура t вища від температури насичення t_H при тому самому тиску, називається перегрітою. На противагу насиченій парі, перегріта пара – є ненасиченою. Це лише інша назва газу. Різницю температур $t - t_H$ називають перегрівом пари.

Кількість тепла, необхідного для перетворення 1 кг сухої насиченої пари в перегріту при постійному тиску, називається теплотою перегріву q_n . Вона може бути визначена за формулою

$$q_n = h - h'', \text{ кДж/кг}, \quad (6.12)$$

де h – ентальпія перегрітої пари, кДж/кг.

Під ентальпією перегрітої пари варто розуміти кількість тепла, що витрачене на перетворення 1 кг води з $t = 0^\circ\text{C}$ у перегріту пару даних параметрів при $p = \text{const}$.

Питома внутрішня енергія перегрітої пари визначається за формулою

$$u = h - p \cdot v. \quad (6.13)$$

Описаний вище процес пароутворення можна провести при різних тисках. Як і раніше, характерні стани будемо відзначати точками на p - v -діаграмі. Досліджуємо процес пароутворення при тиску p_1 , більш високому, ніж p . Тому що вода є речовиною, майже не стисливою, питомий об'єм її при p_1 буде практично таким самим, як при p (точка 1). Разом із тим, більш високому тиску відповідає й більш висока температура кипіння, що зробить свій вплив на питомий об'єм киплячої води. Тому точка 2' буде лежати на своїй ізобарі правіше від точки 2.

Більш високий тиск зробить свій вплив і на питомий об'єм сухої насиченої пари, він буде меншим, ніж при p (точка 4').

Якщо розглянути ще кілька випадків пароутворення з початковим тиском води, що підвищується щоразу, то точки, які характеризують стан води при 0°C , будуть лягати на пряму, майже паралельну осі ординат; точки, які належать воді в стані кипіння, із зростанням тиску будуть відхилятися вправо, а точки, що характеризують стан сухого насиченої пари – вліво. При деякому тиску точки, які характеризують ці два стани, будуть збіжними.

Якщо на рис. 6.2 провести лінію через точки однакових характерних станів, то одержимо три криві. Крива AE з'єднує всі точки, які характеризують стан води при $t = 0^\circ\text{C}$ і різних тисках. Вона майже паралельна осі ординат. Графік залежності питомого об'єму киплячої води v' від тиску відображений кривою AK , що називається нижньою (лівою) прикордонною кривою або лінією киплячої рідини, її характеристикою є ступінь сухості $x = 0$. Крива KB є геометричним місцем точок, які характеризують суху насичену пару. Її називають верхньою (правою) прикордонною кривою або лінією сухої пари. Характеристикою кривої KB є ступінь сухості $x = 1$.

Прикордонні криві AK і KB сходяться в точці K , яка називається критичною точкою. У цій точці кипляча вода й суха насичена пара мають однакові параметри стану. Всі параметри цієї точки називаються критичними й мають для водяної пари такі значення

$$p_k = 22,1 \text{ МПа}; \quad t_k = 374^\circ\text{C}; \quad v_k = 0,00315 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Вище критичної точки існування речовини у двофазному стані неможливе. Ніяким тиском не можна перевести газ у рідинний стан при температурах, вищих від критичної.

Таким чином, прикордонна крива рідини AK і прикордонна крива пари KB ділять діаграму на три частини. Ліворуч від AK до нульової ізотерми AE розташовується зона рідини, між кривими AK і KB перебуває зона двофазної системи, що складається із суміші води й сухого насиченої пари. Праворуч від KB і вгору від точки K розташовується зона перегрітої пари або газоподібного стану тіла. Зона, яка розташована ліворуч від AE , являє собою зону рівноважного існування рідкої й твердої фаз. У зоні вологої пари ізобари одночасно є ізотермами (наприклад, лінія 2 – 4).

Процес одержання перегрітої пари складається з трьох послідовних стадій: підігрівання води до температури кипіння, пароутворення й перегріву пари до необхідної температури. Всі ці стадії протікають при постійному тиску, й на T - s -діаграмі (рис. 6.3) зображуються ізобарою 1 – 2 – 3 – 4 – 5.

Ізобарний процес нагрівання води від $t = 0$ °C (273 K) до температури насичення T_n в T - s -діаграмі зображується близькою до логарифмічного виду кривою 1 – 2. Із точки 2 починається процес пароутворення, що протікає при постійній температурі T_n , кінець процесу пароутворення характеризується точкою 4; таким чином, процес пароутворення зображується лінією 2 – 4, паралельною осі абсцис. Подальше підведення тепла при постійному тиску знову супроводжується підвищенням температури, й процес перегріву пари при $p = \text{const}$ зображується близькою до логарифмічного виду кривою 4 – 5.

Ізобарний процес на рис. 6.3 показаний ізобарою 1' – 2' – 3' – 4' – 5'.

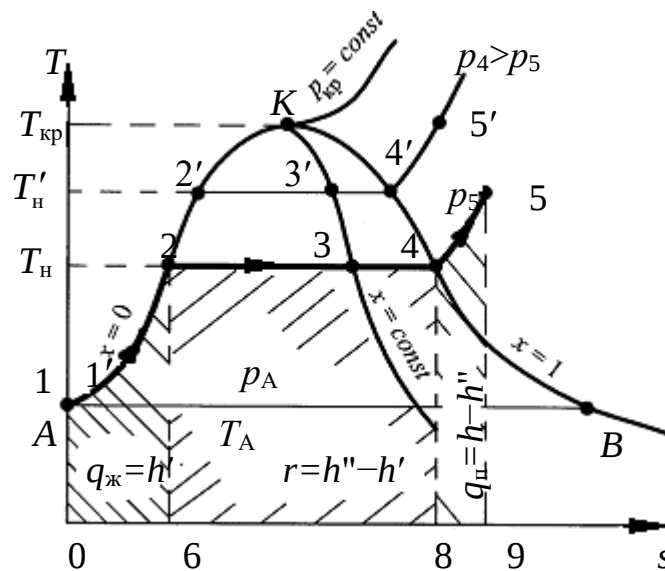


Рисунок 6.3 – Графік процесу пароутворення в T - s -координатах

Якщо нанести на діаграму ряд таких ізобарних процесів і з'єднати характерні точки, то одержимо прикордонні криві киплячої рідини AK ($x = 0$) і сухої пари KB ($x = 1$), які сходяться в критичній точці.

У T - s -діаграмі площа під кривою процесу в деякому масштабі виражає питоме тепло процесу. Тому площа 0 – 1 – 2 – 6 – 0 вимірює кількість тепла,

підведеного при нагріванні води від $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до температури кипіння, тобто h' ; площа $6 - 2 - 4 - 8 - 6$ – кількість тепла, необхідного для того, щоб воду при температурі кипіння перевести в суху насичену пару; площа $8 - 4 - 5 - 9 - 8$ – кількість тепла, необхідного для перегріву пари, зумовлена формулою (2.12). Вся площа $0 - 1 - 2 - 4 - 5 - 9 - 0$ під лінією процесу $1 - 2 - 3 - 4 - 5$ еквівалентна ентальпії перегрітої пари.

Перегріта пара і ще більшою мірою волога та суха насичена пара за своїми властивостями значно відрізняються від ідеальних газів. Рівняння стану для пари досить складні і в інженерній практиці не застосовуються. Внаслідок цього з практичною метою використовуються таблиці та h - s -діаграма, складені на підставі дослідних і теоретичних даних.

Для визначення параметрів води або перегрітої пари за відповідними довідниковими таблицями необхідно знати тиск і температуру. Таблиця насиченої пари, води і перегрітої пари дозволяє з великою точністю виконувати теплотехнічні розрахунки.

Приклади, як користуватися таблицями для визначення відсутніх параметрів водяної пари, що перебуває в різних станах, наведені нижче.

Розглянемо ще одну діаграму стану, яка набула широкого застосування в теплотехнічних розрахунках паросилової техніки.

h - s -Діаграма вперше запропонована в 1904 р. німецьким теплотехніком Р. Мольє. Великою перевагою h - s -діаграми є те, що технічна робота і кількість теплоти, які беруть участь у процесах, зображуються відрізками ліній, а не площинами, як це має місце на T - s -діаграмі.

На діаграмі (див. рис. 6.4) на осі ординат відкладається питома ентальпія пари, а на осі абсцис – питома ентропія. За початок координат прийнято стан води в потрійній точці, де $s_0 = 0$, $i_0 = 0$. На діаграмі нанесені прикордонні криві рідини і пари, що сходяться в критичній точці К. Лінії ізобар у зоні вологої пари є прямими похилими, розходяться вільно від прикордонної кривої рідини. Ізотерми у зоні вологої пари збігаються з ізобарами. У зоні перегрітої пари вони розходяться: ізобари підіймаються вгору у вигляді логарифмічних кривих, а ізотерми являть собою криві лінії опуклістю вгору і прагнуть до горизонталі при низькому тиску. На діаграму наноситься сітка ізохор у вигляді пунктирних кривих ліній, що підіймаються більш круто вгору порівняно з ізобарами.

Адіабатний процес на h - s -діаграмі зображується вертикальною прямою. Тому сітка вертикальних ліній на h - s -діаграмі являє собою адіабати.

У зоні вологої пари наноситься сітка ліній постійної сухості пари ($x = \text{const}$), які сходяться в критичній точці К.

Звичайно всю h - s -діаграму не виконують, а викреслюють тільки верхню частину, тобто відкидається частина діаграми для зони вологої пари із ступенем сухості пари нижчим 0,5. Робоча частина діаграми на рис. 6.4 виділена штрих-пунктирними h - s -координатами.

В кінці методичних вказівок додається діаграма у такому вигляді, що можна визначати параметри пари.

h - s -Діаграма має багато переваг: вона дозволяє швидко визначати параметри пари з достатньою точністю для інженерних розрахунків, дає

можливість визначати роботу і кількість теплоти у вигляді відрізків ліній, наочно зображає адіабатний процес, що має велике значення при вивченні паросилових установок, і, нарешті, дозволяє швидко й наочно розраховувати та аналізувати основні парові термодинамічні процеси.

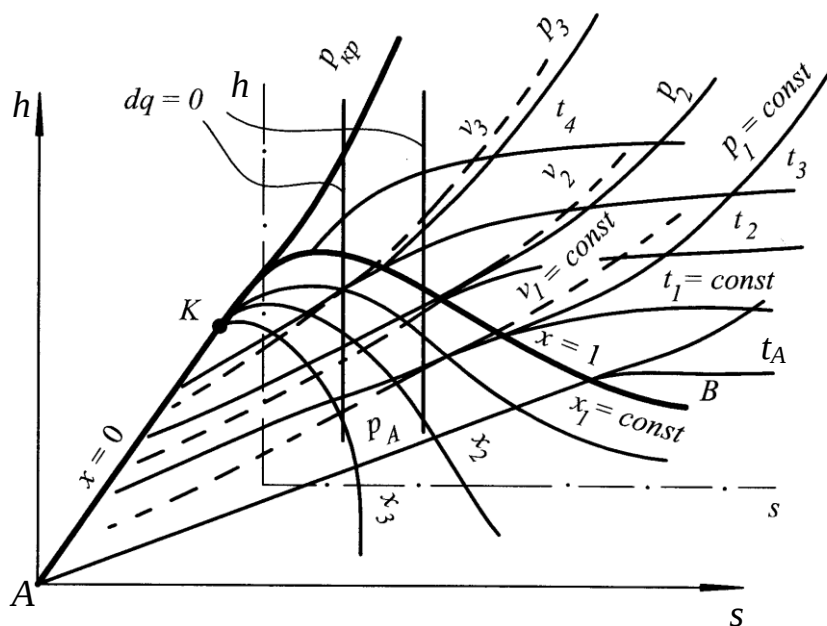


Рисунок 6.4 – h - s -Діаграма водяної пари

При розв'язуванні задач на термодинамічні процеси в зоні насиченої і перегрітої пари можна використовувати таблиці води і водяної пари або h - s -діаграму. У цих задачах звичайно визначаються: початкові й кінцеві параметри пари, зміна внутрішньої енергії, ентальпія і ентропія, ступінь сухості, робота і кількість тепла, які беруть участь у даному процесі.

При використанні таблиць для розрахунків процесів водяної пари всі необхідні вихідні дані, а також параметри пари в кінцевому стані беруться з таблиць з урахуванням умов протікання процесу ($v = \text{const}$, $p = \text{const}$ і т. д.). Параметри вологої пари в цьому випадку обчислюються за формулами (6.5, 6.7, 6.9).

Метод розрахунку процесів за таблицями є найточнішим і застосовується в тих випадках, коли потрібно одержати точні величини. Проте це вимагає більших затрат часу на знаходження потрібних величин за таблицями, а також на додаткові обчислювальні операції.

Більш простим і наочним, але менш точним є **графічний метод розрахунку процесів за h - s -діаграмою водяної пари**. Цей метод дозволяє стежити за зміною агрегатного стану пари в будь-якому процесі і наочно уявити, як здійснюється процес з його графічним зображенням. Загальний метод розрахунку за h - s -діаграмою має такі етапи. Наноситься початковий стан пари за його заданими параметрами. Проводиться лінія процесу і визначаються параметри в кінцевій точці. Побудова термодинамічних процесів здійснюється за допомогою таких ліній: ізохорного – ізохорою $v = \text{const}$; ізобарного – ізобарою $p = \text{const}$; ізотермічного – ізотермою $t = \text{const}$; адіабатного – адіабатою

$s = \text{const}$. Точки початку й кінця процесу знаходяться на перетині відповідних кривих, як це показано на рисунках у прикладах розв'язку задач.

Розрахункові співвідношення для обчислення змін внутрішньої енергії, роботи і кількості теплоти, що беруть участь в термодинамічних процесах водяної пари, зведені у табл. 6.1.

Таблиця 6.1 – Формули для обчислення зміни внутрішньої енергії Δu , роботи l і теплоти q у парових термодинамічних процесах

Процес	Зміна внутрішньої енергії	Кількість роботи	Кількість теплоти
Ізохорний	$\Delta u_{1-2} = u_1 - u_2 = h_2 - h_1 - v \cdot (p_2 - p_1)$	$l_{1-2} = 0$	$q_{1-2} = \Delta u_{1-2}$
Ізобарний	$\Delta u_{1-2} = u_1 - u_2 = h_2 - h_1 - p \cdot (v_2 - v_1)$	$l_{1-2} = q_{1-2} - \Delta u_{1-2} = p \cdot (v_2 - v_1)$	$q_{1-2} = \Delta h_{1-2} = h_2 - h_1$
Ізотермічний	$\Delta u_{1-2} = (h_2 - p_2 \cdot v_2) - (h_1 - p_1 \cdot v_1)$	$l_{1-2} = q_{1-2} - \Delta u_{1-2}$	$q_{1-2} = T \cdot (s_2 - s_1)$
Адiabатний	$\Delta u_{1-2} = (h_2 - p_2 \cdot v_2) - (h_1 - p_1 \cdot v_1)$	$l_{1-2} = -\Delta u_{1-2} = u_1 - u_2$	$q_{1-2} = 0$

Питання для самоконтролю

1. Чим відрізняються властивості водяної пари від властивостей ідеального газу?
2. Що називається пароутворенням і випаровуванням?
3. Визначте поняття температура насичення.
4. Від чого залежить температура насичення речовини?
5. Яка пара називається вологою насиченою, сухою насиченою, перегрітою?
6. Що являє собою ступінь сухості й вологості?
7. З'ясуйте поняття теплоти пароутворення.
8. Які рівняння справедливі для ідеального та реального газів?
9. Зобразіть діаграму водяної пари в координатах $p - v$.
10. Охарактеризуйте стан пари та її параметри у критичній точці.
11. Проаналізуйте таблиці насиченої і ненасиченої водяної пари і їхнє призначення.
12. Зобразіть діаграму в координатах $T - s$ й охарактеризуйте підведення тепла у процесі пароутворення.
13. Зобразіть діаграму водяної пари в координатах $i - s$.
14. Яким чином можна визначити питомий об'єм, ентальпію, ентропію вологої пари?

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 7

ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ТЕРМОДИНАМІКИ ГАЗОВИХ ТА ПАРОВИХ ПОТОКІВ

Мета роботи: засвоїти поняття витікання і дроселювання газів і пари; уміти аналізувати ці процеси на основі першого закону термодинаміки; знати, в яких галузях техніки використовуються процеси витікання і дроселювання газів і парів; уміти розрахувати швидкість витікання і масову секундну витрату при витіканні газу або пари із звужувального, циліндричного або комбінованого сопла; уміти пояснити такі поняття як робота проштовхування потоку, режим витікання, криза витікання, критична швидкість витікання.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати закони термодинаміки потоку газу та пари і вміти застосовувати їх при розрахунках процесів витікання з сопел, процесу дроселювання, змішування газових потоків

Розрахунок процесів течії газів у каналах різної форми, параметрів потоку, який проходить через компресор, пневматичний двигун, ділянку трубопроводу та інших технічних систем базується на основних рівняннях газової динаміки і основних законів термодинаміки. Застосування цих рівнянь і законів дозволяє визначити значення швидкостей і масової витрати газу у будь-якому перетині каналу.

Витіканням називається процес прискореного руху газу крізь відносно короткі канали особливої форми – сопла, в яких відбувається спад тиску. В соплах рух робочого тіла відбувається швидко, і тому теплообмін між тілом і стінками каналу незначний. Унаслідок цього, процес витікання робочого тіла із сопел можна вважати адіабатним.

Конструкції сопел, які пристосовуються в технічних установках наведені на рис. 7.1.

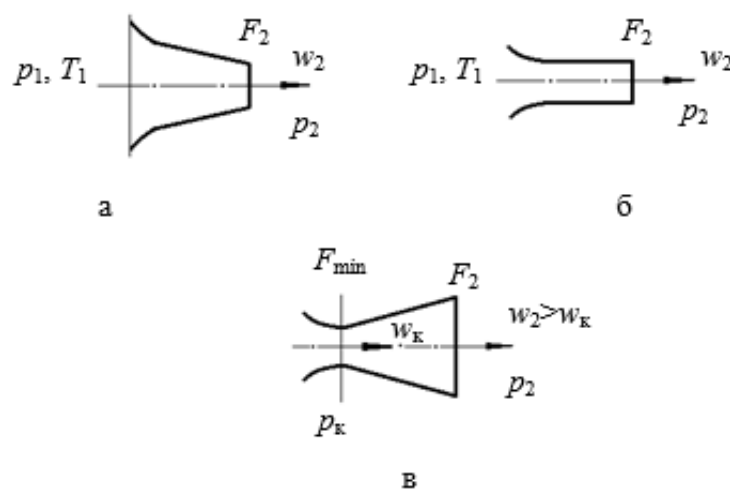


Рисунок 7.1 – Конструкції сопел:

а – сопло, що звужується; б – циліндричне сопло; в – комбіноване сопло Лавалю

При витікання газу із сопла, що звужується (рис. 7.1, а) і циліндричного сопла (рис. 7.1, б) можна одержати максимальну швидкість рівної швидкості поширення звуку, тобто перевищення швидкості звуку у таких соплах неможливо.

Надзвукову швидкість витікання потоку можна одержати в комбінованих соплах (рис. 7.1, в).

Для одержання формул, за допомогою яких визначається швидкість і масова витрати газу, використовуються рівняння першого закону термодинаміки для термодинамічної системи, що рухається в просторі і рівняння нерозривності потоку

$$M = \frac{F \cdot \omega}{v}, \quad (7.1.)$$

де F – поперечний перетин каналу, по якому рухається потік, м²; ω – швидкість потоку, м/с; v – питомий об'єм речовини, м³/кг.

Для адіабатного процесу течії газу в каналах, рис. 7.2, при відомих припущеннях, в теорії термодинаміки перший закон одержано у такому вигляді

$$h_1 - h_2 = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}, \quad (7.2.)$$

де ω – швидкість потоку, м/с; v – питомий об'єм речовини, м³/кг.

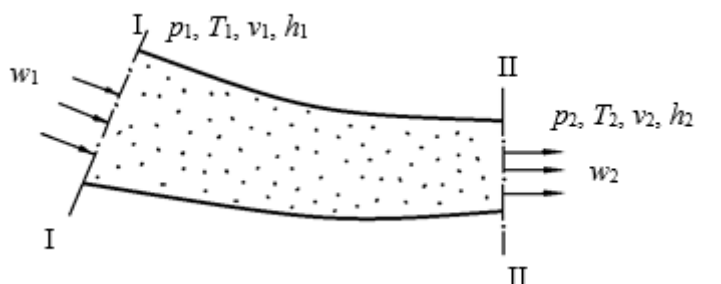


Рисунок 7.2 – Схема руху робочого тіла в каналі змінного перетину

При виведенні рівняння першого закону термодинаміки для потоку, прийнято, що параметри потоку в перетині I-I – p_1, v_1, T_1, h_1 , а в перетині II-II – p_2, v_2, T_2, h_2 , при цьому $p_1 > p_2$ і внаслідок перепаду тиску в каналі відбувається переміщення речовини. Одержана формула для визначення швидкості ω_2 на виході із сопла

$$\omega_2 = 44,7 \cdot \sqrt{h_2 - h_1}, \text{ м/с} \quad (7.3)$$

Після простих перетворень рівняння (7.3), з використанням рівнянь для ідеального газу, одержані формули для визначення швидкості і витрати газу із сопла при заданих параметрах потоку

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} R \cdot T_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (7.4)$$

$$M = F_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k-1} \cdot \frac{p_1^2}{R \cdot T_1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (7.5)$$

З рівнянь (7.4, 7.5) випливає, що для даного газу і заданих p_1, T_1, F_2 швидкість ω_2 і витрата M залежить тільки від відношення тиску $\frac{p_2}{p_1}$, яке в термодинаміці позначається через β , тобто від тиску у зовнішньому просторі p_2 (тиск p_1 в розрахунку приймається сталим), куди витікає газ. Ця залежність масової витрати газу показана графічно на рис. 7.3. для інтервалу зміни перепаду тиску β від 0 до 1.

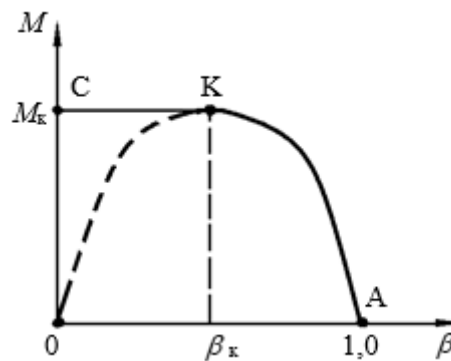


Рисунок 7.3 – Залежність витрати при витіканні газу від перепаду тиску β

З рис. 7.3. видно, що при зменшенні перепаду від $\beta=1$ до $\beta=\beta_k$ витрата газу зростає від $M=0$ при $\beta=1$, до $M=M_k$ при $\beta=\beta_k$ (крива АК). При подальшому зниженні перепаду тиску від β_k до $\beta=0$ зміни витрати газу M відповідають на графіку ділянці кривої К-О і К-С. Ділянка К-О одержана з теоретичної залежності (7.5), а ділянка К-С відповідає справжньої витрати.

Досліди з витікання газу через сопла, що звужуються, і циліндричні сопла показують, що швидкість потоку на виході із сопел досягають максимальних значень (M_k і ω_k) і залишаються постійними при досягненні $\frac{p_2}{p_1} = \beta_k$.

Відношення $\frac{p_2}{p_1}$, при якому досягається максимальна швидкість і витрата, називається критичним відношенням і позначається через β_k , а тиск p_2 —

критичним тиском p_k . Критичне відношення тисків $\frac{p_2}{p_1}$ визначається за формулою

$$\beta_k = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (7.6)$$

Для одноатомних газів ($k = 1,66$) $\beta_k = 0,489$; для двохатомних ($k = 1,4$) $\beta_k = 0,528$; для триатомних ($k = 1,29$) і перегрітої пари $\beta_k = 0,546$.

Швидкість витікання ω_k , що відповідає критичному відношенню тисків β_k , називається критичною швидкістю і визначається по формулі

$$\omega_k = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k+1} \cdot R \cdot T_1}, \quad (7.7)$$

Максимальну витрату газу можна визначити, якщо в рівняння (7.5) замість $\frac{p_2}{p_1} = \beta$ підставити значення β_k з формули (7.6)

$$M_k = \sqrt{\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \cdot k \cdot \frac{p_1^2}{R \cdot T_1}} \quad (7.8)$$

Прийнято називати процес витікання речовини з сопел в інтервалі зміни перепаду тиску $\beta_k < \beta < 1$ докритичним режимом і для інтервалу $0 < \beta < \beta_k$ надкритичним режимом витікання.

Методика розрахунку витікання ідеального газу. Розрахунок процесів витікання речовини з сопла починається з визначення характеру режиму витікання по вихідним даним (p_1, p_2), для чого обчислюється значення β і порівнюється з β_k . В залежності від режиму витікання розраховується ω_2 і M по відповідним формулам для заданої конструкції сопла.

Сопло, що звужується, і циліндричне сопло.

Докритичний режим ($\beta_k < \beta < 1, p_2 > p_k$)

В цьому випадку відбувається повне розширення газу, швидкість газу на виході із сопла менше швидкості звуку. Швидкість витікання ω_2 визначається по формулі (7.4), а витрати газу за формулою (7.5)

Критичний режим витікання ($\beta = \beta_k, p_2 = p_k$)

Швидкість витікання і масова витрата газу досягають максимальних значень ω_k і M_k (див. рис. 8.3) і розраховуються за формулами (7.7) і (7.8) відповідно.

Надкритичний режим витікання ($\beta < \beta_k, p_2 < p_k$)

В цьому випадку відбувається не повне розширення газу. Часткове розширення газу відбувається при зміні тиску від p_1 до p_k (див. рис. 7.4)

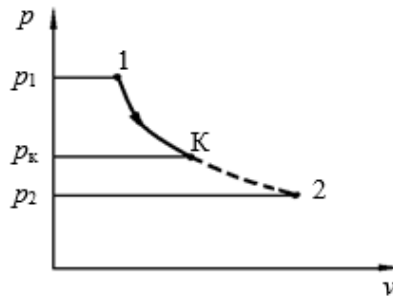


Рисунок 7.4 – Графічне зображення адіабатного процесу розширення газу при витіканні через сопло, що звужується

Швидкість і витрата газу залишаються максимальними, але не більше ω_k і M_k (див. рис. 7.3) і визначаються за формулами (7.7) і (7.8) відповідно.

Комбіноване сопло Лавалю. Сопло Лавалю призначається для використання великих перепадів тиску ($\beta \ll \beta_k$) для одержання швидкостей витікання, які перевищують критичну або швидкість звуку.

При витіканні газу з комбінованого сопла в навколишнє середовище з тиском менше критичного в самому вузькому перетині $F_{\min}$ (див. рис. 7.1, в) встановлюється критичний тиск p_k і критична швидкість ω_k . В розширюючій насадці відбувається подальше збільшення швидкості газу і зниження тиску до тиску p_2 , а витрата газу не змінюється і дорівнює M_k .

Швидкість витікання і масова витрата газу, при заданих даних, на виході з сопла визначаються за формулами (7.4) і (7.5), а p_k з виразу

$$p_k = p_1 \cdot \beta_k \quad (7.9)$$

Методика розрахунку реального газу (водяної пари). Для водяної пари, як і для ідеального газу при розрахунку процесу витікання речовини задаються вихідні дані (p_1, T_1, F_2, p_2 або інші), потім визначається режим витікання, для чого розраховується β і порівнюється з β_k .

Розрахунок швидкості і масової витрати водяної пари найбільш доцільно виконувати за допомогою h -s діаграми, використовуючи рівняння (7.3), (7.1).

Сопло, що звужується, і циліндричне сопло.

Докритичний режим

За цих умов, як було вказано вище, відбувається повне розширення пари і тиск на виході з сопла знижується від p_1 до p_2 . Швидкість витікання і масова витрати визначаються за такими рівняннями:

$$\omega_2 = 44,7 \cdot \sqrt{h_1 - h_2}, \text{ м/с}$$

$$M = \frac{F_2 \cdot \omega_2}{v_2}, \text{ кг/с} \quad (7.10)$$

Критичний режим ($\beta = \beta_k, p_2 = p_k$)

$$\omega_2 = \omega_k = 44,7 \cdot \sqrt{h_1 - h_k}, \quad (7.11)$$

$$M = \frac{F_2 \cdot \omega_k}{v_k}. \quad (7.12)$$

Надкритичний режим витікання ($\beta < \beta_k$, $p_2 < p_k$)

$$\omega_k = 44,7 \cdot \sqrt{h_1 - h_k},$$

$$M = \frac{F_2 \cdot \omega_k}{v_k}.$$

Для визначення ω_k і v_k за допомогою h - s діаграми треба визначити критичний тиск $p_k = p_1 \cdot \beta_k$ (для водяної пари $\beta_k = 0,546$) (рис. 7.5).

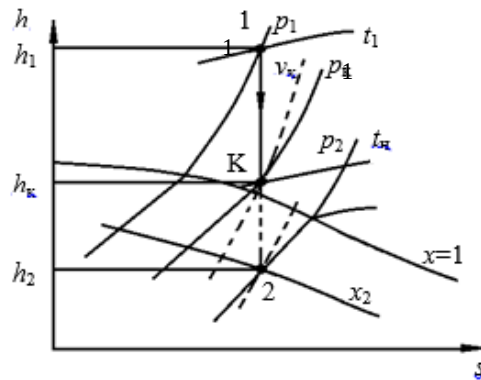


Рисунок 7.5 – Процеси адіабатного розширення водяної пари в соплі, що звужується, при надкритичному режимі витікання

Комбіноване сопло Лаваля

$$\omega_2 = 44,7 \cdot \sqrt{h_1 - h_2}, \text{ м/с}$$

$$M = \frac{F_2 \cdot \omega_2}{v_2},$$

де F_2 – площа перерізу на виході з комбінованого сопла (див. рис. 7.1,в), якщо в вихідних даних задана площа мінімального перетину сопла $F_{\min}$, то витрату пари треба розрахувати по формулі

$$M = \frac{F_{\min} \cdot \omega_k}{v_k}. \quad (7.13)$$

Графічне зображення процесу витікання водяної пари з сопла Лаваля подано на рис. 7.6.

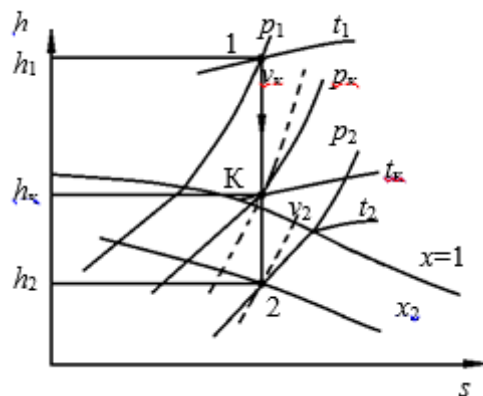


Рисунок 7.6 – Процес адіабатного розширення водяної пари при витіканні з сопла Лаваля

Наведені вище формули швидкості витікання і масової витрати не враховують сил тертя робочого тіла о стінки каналу і внутрішню тертя між струйками потоку через різницю швидкостей по перетину каналу.

С врахування сил тертя газу дійсна швидкість потоку, при тому ж β , буде менше теоретичної швидкості. Відношення дійсної швидкості газу ω_d до теоретичної ω_2 називають коефіцієнтом швидкості

$$\varphi_{шв} = \frac{\omega_d}{\omega_2}.$$

Коефіцієнт $\varphi_{шв}$ по дослідним даним, для добре оброблених каналів змінюється від 0,96 до 0,98.

Якщо в розрахунках треба врахувати $\varphi_{шв}$, то дійсна швидкість, наприклад, для водяної пари, визначається по формулі

$$\varphi_d = \varphi_{шв} \cdot 44,7 \cdot \sqrt{h_1 - h_2} \quad (7.14)$$

Дроселювання газу і пари. Термодинамічний процес, що відбувається при русі потоку через місцевий опір у каналі, супроводжуваний падінням тиску в напрямку течії, називається дроселюванням (рис. 7.7). Дроселювання протікає без підводу (відводу) теплоти зовні і без здійснення зовнішньої роботи. Цей процес необоротний і супроводжується зростанням ентропії. Всякий опір в трубопроводі (засувка, шайба, кран, клапан та інше) спричиняє дроселювання газу і, як слідство, падіння тиску.

Падіння тиску залежить від природи робочого тіла, його стану, звуження газопроводу і швидкості руху газу.

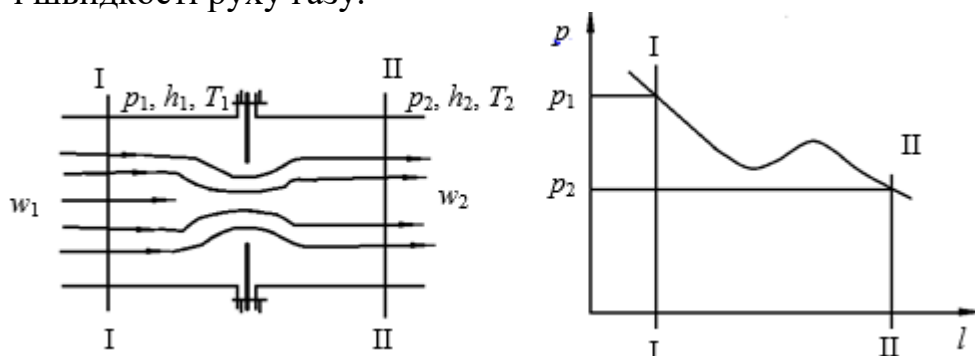


Рисунок 7.7 – Схема дроселювання потоку і графік зміни тиску вздовж каналу при дроселюванні

Оскільки масова витрата в кожному перерізі каналу не змінюється, а площа прохідного перерізу до звуження і після нього рівні, то швидкість течії змінюється незначно і приймається, що $\omega_1 = \omega_2$. тому з першого закону термодинаміки для адіабатного процесу дроселювання можна прийняти, що $h_1 = h_2$, тобто ентальпія в процесі дроселювання газу або пари не змінюється. При дроселюванні ідеального газу температура також не змінюється.

При дроселюванні реального газу температура його може зменшуватися, збільшуватися або залишатися незмінною. Коли температура реального газу в наслідок дроселювання залишається незмінною, то вона називається температурою інверсії $T_{\text{інв}}$. явище зміни стану робочого тіла в результаті процесу дроселювання виявлено дослідями Джоуля і Томсона.

Для кожного газу існує визначена температура інверсії, яка приблизно дорівнює

$$T_{\text{інв}} = 6,75 \cdot T_{\text{к}},$$

де $T_{\text{к}}$ – критична температура газу, К.

Дослідами також встановлено, що при початковій температурі потоку, яка менше температури інверсії, робоче тіло після дроселювання охолоджується. Якщо початкова температура більше температури інверсії, то робоче тіло після дроселювання нагрівається.

Оскільки процес дроселювання необоротний, його можна зображувати в T - s і h - s координатах лише умовно. Приклад умовного зображення процесу дроселювання для водяної пари наведено на h - s діаграмі на рис. 7.8.

Із діаграми видно, що температура водяної пари в процесі дроселювання зменшується. При цьому волога насичена пара в залежності від величини початкового тиску, ступеня сухості і кінцевого тиску може бути після дроселювання вологою (А-Б), сухою насиченою (А-С) або перегрітою (А-Д).

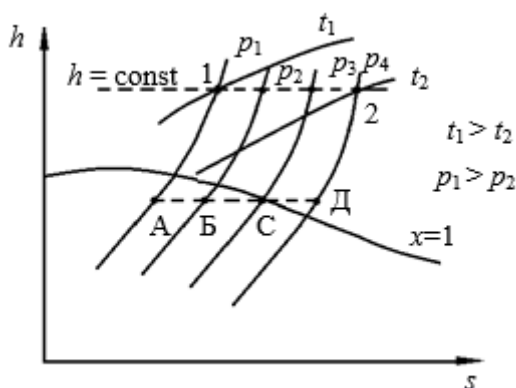


Рисунок 7.8 – Умовне зображення процесу дроселювання пари на h - s діаграмі

Не дивлячись на те, що дроселювання є необоротним процесом і супроводжується втратою роботоздатності потоку, в силу простоти конструкції і експлуатації дросельних устроїв, явище дроселювання використовується техніці для регулювання технологічних параметрів, вимірювання витрат і одержання низьких температур.

Питання для самоконтролю

1. Як можна визначити процес витікання газу в аспекті перетворення енергії?
2. Який канал витікання газу називається соплом, а який дифузором?

3. Порівняйте рівняння першого закону термодинаміки для потоку і для термодинамічної системи, що рухається в просторі.
4. Сформулюйте і запишіть рівняння нерозривності для потоку.
5. Запишіть рівняння першого закону термодинаміки для випадку, коли газ витікає із сопла адіабатично.
6. Від чого залежить величина швидкості витікання і масової секундної витрати газу із сопла?
7. Побудуйте графік зміни швидкості витікання ідеального газу із звужуваного сопла залежно від перепаду тиску.
8. Побудуйте графік зміни масової секундної витрати газу залежно від перепаду тиску.
9. Що являє собою критичне відношення тисків? Поясніть це поняття.
10. З'ясуйте поняття кризи витікання.
11. Опишіть комбіноване сопло Лавалю, в яких випадках воно застосовується?
12. Поясніть процес витікання водяної пари і визначте його особливості.
13. Які існують режими витікання газів і парів?
14. Який процес називається дроселюванням і в яких технічних галузях він використовується ?
15. Яким чином змінюються параметри потоку в процесі дроселювання ідеальних і реальних газів?
16. Чи змінюється працездатність потоку при дроселюванні?
17. Побудуйте графік процесу дроселювання водяної пари в координатах.
18. Що являє собою число Маха?

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 8

ЕЛЕМЕНТАРНІ СПОСОБИ ПЕРЕНОСУ ТЕПЛА ТА ЇХ ЗАКОНОМІРНОСТІ

Мета заняття: ознайомитися з основними способами передачі тепла: теплопровідність, тепловіддача, випромінювання; засвоїти основні закономірності способів переносу тепла.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати основні закономірності, яким підпорядковуються теплові потоки в процесах теплопровідності, тепловіддачі, променевого теплообміну

Перенос теплоти (**теплообмін**) має місце в будь-якій системі тіл з різною температурою. Розрізняють три основних види теплообміну: **теплопровідність, конвекція і випромінювання**. Теплопровідність характеризується тим, що перенос теплоти здійснюється за рахунок теплового руху та енергетичної взаємодії мікрочастинок середовища: молекул, атомів, електронів і ін. Має місце в твердих, рідких і газоподібних тілах. Конвективний теплообмін (конвекція) характеризується перенесенням теплоти за рахунок переміщення макрочастинок (холодних і нагрітих шарів) середовища. Має місце в рідких і газоподібних тілах. Теплообмін випромінюванням (променевий або радіаційний теплообмін) характеризується тим, що внутрішня енергія нагрітого тіла перетворюється на енергію електромагнітного поля, яка, сприймаючись холодними тілами, перетворюється на їх внутрішню енергію. Має місце в твердих, рідких, газоподібних тілах і в вакуумі.

Теплопровідність. В процесі теплопровідності температура окремих частин тіла різна і може змінюватися в часі, тобто, в загальному випадку температура t може бути функцією координат x, y, z і часу τ

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (8.1)$$

Сукупність значень температури в усіх точках простору в даний момент часу називається **температурним полем**. Рівняння (6.1) є математичним формулюванням такого поля. Якщо температура в кожній точці змінюється в часі, то температурне поле називається нестационарним (несталим), а якщо не змінюється – стаціонарним (сталим). Для стаціонарного температурного поля температура є функцією тільки координат

$$t = f(x, y, z). \quad (8.2)$$

Гradient температур. При будь-якому температурному полі в тілі завжди є точки з однаковою температурою. Геометричне місце таких точок утворює ізотермічну поверхню. Ізотермічні поверхні одна з одною не перетинаються. Всі вони або замикаються на себе, або закінчуються на границях тіла. Зміна температури в тілі спостерігається лише в напрямках, які перетинають ізотермічні поверхні, наприклад в напрямку x на рис. 8.1.

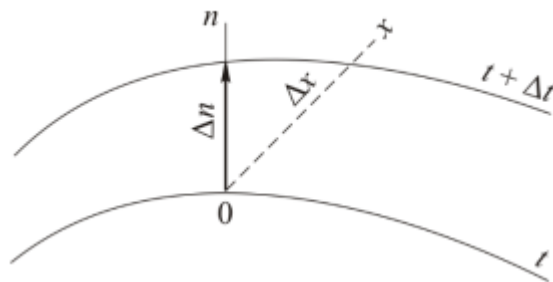


Рисунок 8.1 – До визначення температурного градієнта

Найбільш різко температура змінюється в напрямку нормалі n до ізотермічної поверхні. Границя відношення зміни температури Δt до відстані між ізотермічними поверхнями по нормалі Δn називається градієнтом температур і позначається одним з таких символів:

$$\lim \left(\frac{\Delta t}{\Delta n} \right)_{\Delta n \rightarrow 0} = \frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t = \nabla t. \quad (8.3)$$

Температурний градієнт є вектором, спрямованим по нормалі до ізотермічної поверхні в бік збільшення температури. Його розмірність К/м, або °С/м.

Тепловий потік. Кількість теплоти, що переноситься через будь-яку поверхню в одиницю часу, називається тепловим потоком Q . В системі SI має розмірність Вт. Тепловий потік, віднесений до одиниці площі поверхні, називається густиною теплового потоку, або тепловим навантаженням поверхні q .

$$q = \frac{Q}{F} \quad (8.4)$$

де F – площа поверхні, через яку переноситься тепловий потік. В системі SI густина теплового потоку q має розмірність Вт/м².

Якщо тепловий потік відноситься до одиниці ізотермічної поверхні, то густина теплового потоку є вектором, спрямованим в бік поширення тепла в даній точці, і протилежно вектору температурного градієнта (рис. 8.2).

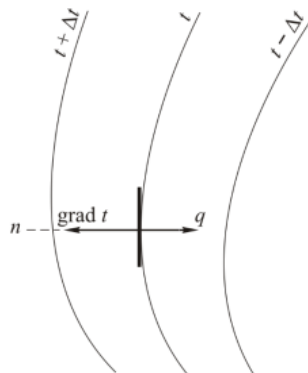


Рисунок 8.2 – До закону Фур'є

Основне рівняння теплопровідності. Основне рівняння теплопровідності є математичним виразом закону Фур'є, відповідно до якого густина теплового потоку пропорційна температурному градієнту

$$q = -\lambda \text{grad } t. \quad (8.5)$$

Відповідно тепловий потік через поверхню площею F

$$Q = -\lambda F \text{grad } t. \quad (8.6)$$

Коефіцієнт пропорційності λ називається коефіцієнтом теплопровідності. Розмірність $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ або $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$. Він є фізичною властивістю речовини (матеріалу тіла) і характеризує його здатність проводити тепло. Найбільшою теплопровідністю характеризуються чисті метали.

Для срібла $\lambda_{\text{Ag}} = 410 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, для міді $\lambda_{\text{Cu}} = 395 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, для золота $\lambda_{\text{Au}} = 300 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, алюмінію $\lambda_{\text{Al}} = 300 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$. Домішки зменшують теплопровідність металів. Для вуглецевої сталі з 1% вуглецю $\lambda_{\text{ст}} = 40 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$. Коефіцієнт теплопровідності будівельних та теплоізоляційних матеріалів знаходиться в межах від 0,02 до 3,0 $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$. Коефіцієнт теплопровідності крапельних рідин лежить в межах від 0,08 до 0,7 $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, газів – від 0,005 до 0,5 $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$.

Теплопровідність однорідної плоскої стінки. Розглянемо однорідну плоску стінку товщиною δ (рис. 8.3).

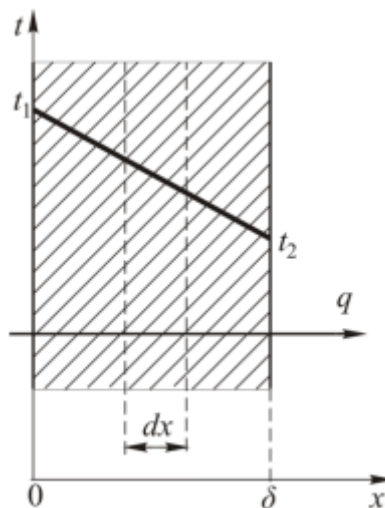


Рисунок 8.3 – Однорідна плоска стінка

Коефіцієнт теплопровідності матеріалу дорівнює λ . На зовнішніх поверхнях стінки підтримується постійна температура t_1 і t_2 . У цьому випадку температура змінюється тільки уздовж осі x , температурне поле одновимірне, ізотермічні поверхні плоскі і розташовуються перпендикулярно осі x . Виділимо всередині стінки шар товщиною dx між двома ізотермічними поверхнями і запишемо для цього шару рівняння закону Фур'є.

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (8.7)$$

З цього рівняння

$$\frac{q}{\lambda} dx = -dt,$$

$$\frac{q}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} dx = -\int_{t_1}^{t_2} dt,$$

$$\frac{q}{\lambda} (x_2 - x_1) = -(t_2 - t_1),$$

$$q \frac{\delta}{\lambda} = -(t_2 - t_1),$$

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t.$$

Отже, густина теплового потоку прямо пропорційна коефіцієнту теплопровідності λ і різниці температур зовнішніх поверхонь Δt і обернено пропорційна товщині стінки δ . Відношення λ/δ називається тепловою провідністю стінки, а зворотна їй величина δ/λ – її тепловим або термічним опором. З останнього рівняння випливає, що температура в стінці змінюється по прямій лінії.

Теплопровідність багатошарової плоскої стінки. Розглянемо тришарову плоску стінку з товщиною шарів δ_1 , δ_2 і δ_3 (рис. 8.4) і коефіцієнтами теплопровідності λ_1 , λ_2 і λ_3 . На зовнішніх поверхнях стінки підтримується постійна температура t_1 і t_4 . Температуру в місцях контакту шарів позначимо t_2 і t_3 .

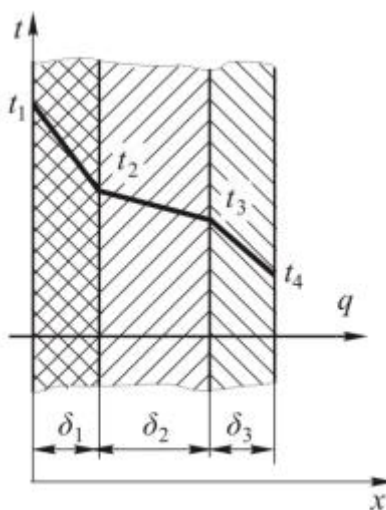


Рисунок 8.4 – Багатошарова плоска стінка

При стаціонарному режимі вздовж осі x переноситься одна й та ж кількість теплоти, тому густина теплового потоку для всіх шарів однакова, внаслідок чого можна написати:

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1}(t_1 - t_2);$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2}(t_2 - t_3);$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3}(t_3 - t_4).$$

З цих рівнянь зміна температури в кожному шарі

$$t_1 - t_2 = q \frac{\delta_1}{\lambda_1};$$

$$t_2 - t_3 = q \frac{\delta_2}{\lambda_2};$$

$$t_3 - t_4 = q \frac{\delta_3}{\lambda_3}.$$

Після підсумовування правих і лівих частин останніх трьох рівнянь

$$t_1 - t_4 = q(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3),$$

звідки густина теплового потоку

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3}.$$

За аналогією з викладеним для n -шарової стінки

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}.$$

З отриманих формул видно, що термічний опір багатошарової стінки дорівнює сумі термічних опорів шарів. Усередині кожного шару температура змінюється по прямій лінії, а в цілому для багатошарової стінки графік зміни температури буде являти собою ламану лінію.

Теплопровідність одношарової циліндричної стінки.

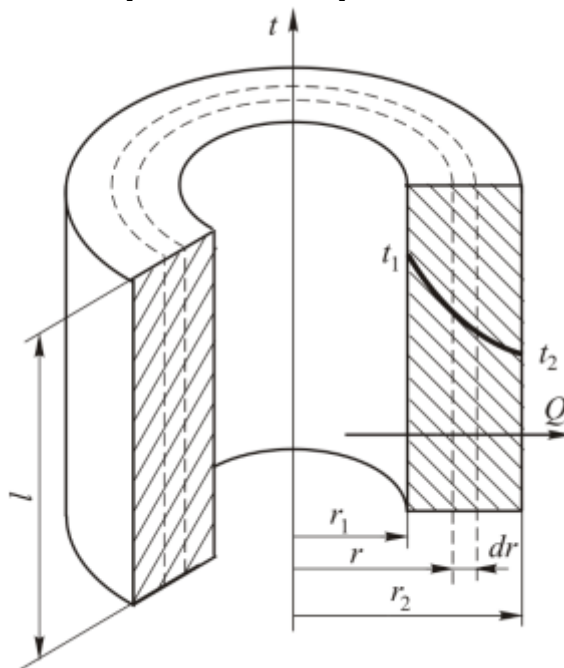


Рисунок 8.5 – Одношарова циліндрична стінка

$$Q = \frac{\pi l (t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}.$$

Тепловий потік, переданий через стінку труби, прямо пропорційний коефіцієнту теплопровідності λ , довжині труби l та температурному напору

$\Delta t = t_1 - t_2$ і обернено пропорційний натуральному логарифму відношення зовнішнього діаметра труби d_2 до внутрішнього d_1 . Лінійна густина теплового потоку q_l і густина теплового потоку на внутрішній q_1 і зовнішній q_2 поверхні труби:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi (t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}},$$

$$q_1 = \frac{Q}{\pi d_1 l} = \frac{t_1 - t_2}{\frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}},$$

$$q_2 = \frac{Q}{\pi d_2 l} = \frac{t_1 - t_2}{\frac{d_2}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}.$$

Температура в стінці труби змінюється за логарифмічним законом.

Теплопровідність багатшарової циліндричної стінки

Розглянемо тришарову циліндричну стінку (рис. 8.6). Відомо температури внутрішньої і зовнішньої поверхонь стінки t_1 і t_4 . Температури в місцях

зіткнення шарів позначимо t_2 і t_3 . Коефіцієнти теплопровідності матеріалів шарів дорівнюють λ_1 , λ_2 , і λ_3 .

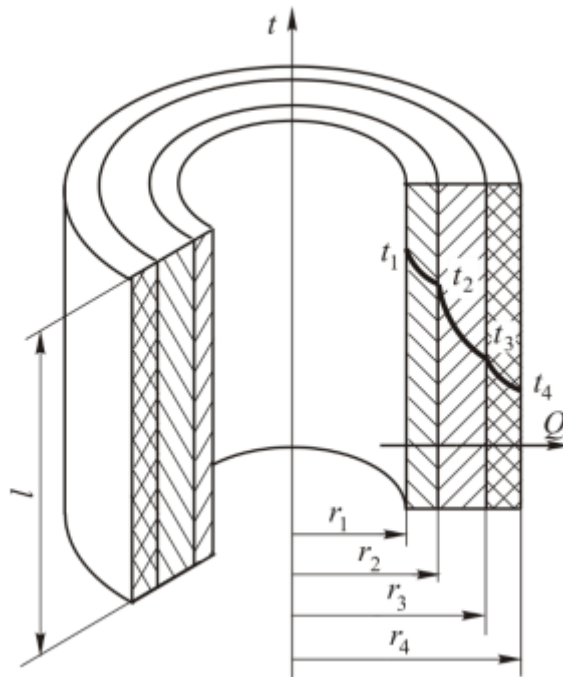


Рисунок 8.6 – Багатошарова циліндрична стінка

Для n -шарової стінки

$$q_l = \frac{2\pi(t_1 - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}$$

Конвективний теплообмін. Тепловіддача.

Під тепловіддачею розуміється теплообмін між рідиною і поверхнею твердого тіла. При цьому перенос теплоти здійснюється одночасною дією теплопровідності і конвекції.

Згідно з **законом Ньютона-Ріхмана** тепловий потік при тепловіддачі є пропорційним різниці температур поверхні твердого тіла (стінки) t_c і рідини вдалині від стінки t_p (рис. 8.7), а також площі поверхні, через яку переноситься теплота (поверхні теплообміну) $Q = \alpha(t_c - t_p)F$.

Відповідно густина теплового потоку $q = \alpha(t_c - t_p)$. Коефіцієнт пропорційності α називається коефіцієнтом тепловіддачі. Він залежить від теплофізичних властивостей рідини і характеру її руху біля стінки.

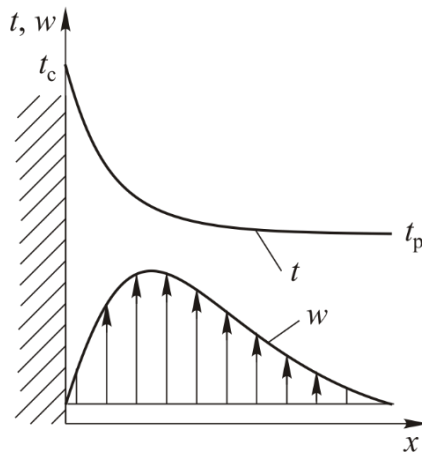


Рисунок 8.7 – Розподіл температури і швидкості рідини біля вертикальної стінки при природній конвекції

Фізична модель та диференціальне рівняння тепловіддачі.

Рух рідини може бути вільним, або примусовим. Тому розрізняють вільну (природну) і примусову конвекцію. Примусовий рух створюється зовнішнім джерелом (насосом, вентилятором, компресором, вітром).

Природна конвекція виникає внаслідок теплового розширення рідини при її нагріванні в процесі теплообміну. Вона буде тим сильніше, чим більше різниця температур $\Delta t = t_c - t_p$ і чим більше температурний коефіцієнт об'ємного розширення

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p=\text{const}},$$

де $1/v = \rho$ – питомий об'єм рідини при температурі T , м³/кг.

Для ідеальних газів, виходячи з рівняння Клапейрона, із виразу β отримаємо

$$\beta = \frac{1}{T}.$$

Для крапельних рідин при невеликих різницях температур холодної та прогрітої рідини $t - t_p$ частинну похідну $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)$ можна замінити відношенням скінченних різниць. Тоді можна записати

$$\beta \approx \frac{1}{v} \left(\frac{v - v_p}{t - t_p} \right) = \frac{1}{\rho_p} \left(\frac{\rho_p - \rho}{t - t_p} \right),$$

де v_p і v – питомий об'єм рідини, м³/кг, при температурах t_p і t ; ρ_p і ρ – густина рідини, кг/м³, при температурах t_p і t .

Внаслідок різниці густин холодної та прогрітої рідини на одиничний об'єм прогрітої рідини діє підйомна сила, яка дорівнює алгебраїчній сумі виштовхуючої Архімедової сили $A = -\rho_p g$ і сили тяжіння $G = \rho g$ і з урахуванням виразу β буде визначатися так:

$$F_{\pi} = A + G = -g(\rho_p - \rho) = -\beta g \rho_p (t - t_p),$$

де g – прискорення сили тяжіння, м/с^2 .

Підйомна сила переміщує прогріту рідину вгору. Через в'язке тертя течія біля поверхні стінки гальмується, тому, незважаючи на найбільший прогрів, швидкість частинок рідини, прилиплих до поверхні стінки, дорівнюватиме нулю. При віддаленні від стінки швидкість частинок спочатку збільшується, а потім, через зменшення прогріву рідини, і відповідно підйомної сили, зменшується, як показано на рис. 8.7. З рисунку також видно, що температура рідини найбільш різко змінюється поблизу стінки.

Із гідравліки відомо, що існують два основних режими руху рідини – ламінарний і турбулентний. Ламінарний – це шаруватий рух, при якому частинки рухаються тільки в загальному напрямку потоку і з шару в шар не переходять. При віддаленні від стінки каналу швидкість частинок збільшується від нуля до максимальної за квадратичним законом (рис. 8.8, а). Турбулентний – це вихровий рух, при якому напрямок руху і швидкість частинок рідини змінюється хаотично і частинки переходять з шару в шар поперек потоку (рис. 8.8, б).

Оскільки при ламінарному русі частинки з шару в шар не переходять, теплота з шару в шар (поперек потоку) передається тільки за рахунок теплопровідності.

При турбулентному русі в потоці виділяють ядро потоку і пограничний шар, в якому біля стінки рідина рухається ламінарно.

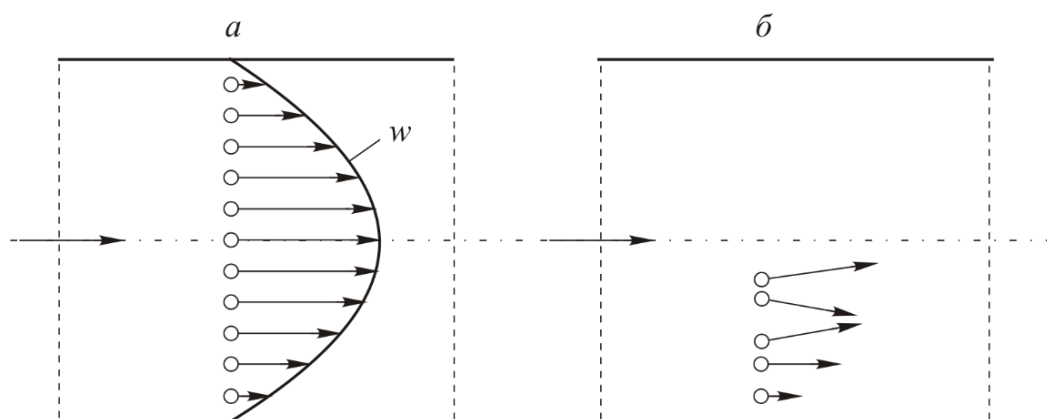


Рисунок 8.8 – Схема руху частинок рідини при ламінарному (а) і турбулентному (б) русі

Картина розподілу швидкості і температури по перерізу потоку рідини в каналі при турбулентному русі зображена на рис. 8.9.

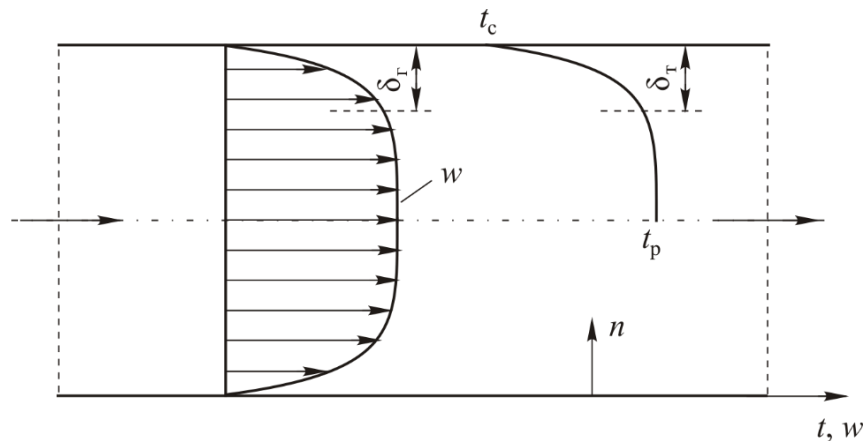


Рисунок 8.9 – Розподіл швидкості і температури по перерізу потоку рідини в каналі при турбулентному русі

На рисунку позначені: δ_r – товщина гідродинамічного пограничного шару; δ_t – товщина теплового пограничного шару.

За гідродинамічний пограничний шар приймається шар, в якому швидкість частинок змінюється від 0 до $0,99w_{\max}$.

За тепловий пограничний шар приймається шар, в якому зміна температури складає $0,99(t_c - t_p)$.

Експериментально встановлено, що товщини гідродинамічного і теплового пограничних шарів практично однакові. Це пояснює різку зміну температури рідини біля стінки, адже тут рідина рухається ламінарно, теплота переноситься за рахунок теплопровідності, а коефіцієнти теплопровідності рідин мають низькі значення. В ядрі потоку теплота переноситься самими частинками рідини, які переміщуються в повздовжньому і поперечному напрямках, і тому температура по перерізу потоку тут швидко вирівнюється.

Таким чином, для пристінного шару, в якому теплота переноситься за рахунок теплопровідності, буде справедливим закон Фур'є, і можна записати, що густина теплового потоку буде дорівнювати

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0},$$

де n – нормаль до поверхні каналу (стінки), див. рис. 8.9.

Разом з тим, густину теплового потоку при тепловіддачі можна визначити за законом Ньютона-Ріхмана

$$q = \alpha (t_c - t_p).$$

З рівності лівих частин рівнянь випливає рівність правих частин, тобто рівняння

$$\alpha(t_c - t_p) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0},$$

Рівняння називається диференціальним рівнянням тепловіддачі. Воно відображає той факт, що при тепловіддачі теплота в пристінному шарі переноситься за рахунок теплопровідності.

Елементи теорії подібності. Основне рівняння тепловіддачі має простий вигляд і тепловий потік визначається просто, якщо відомий коефіцієнт тепловіддачі α . Цей коефіцієнт залежить від багатьох факторів і визначити його теоретично практично неможливо. Тому основним методом його визначення є експериментальний.

З метою зменшення обсягу експериментальних досліджень використовують теорію подібності фізичних явищ. подібність фізичних явищ означає пропорційність однойменних величин в схожих точках простору.

Умова наявності схожих точок вже передбачає, що фізичні явища можуть бути подібними лише в геометрично подібних системах. До геометрично подібних відносяться фігури однакової форми, відповідні кути яких рівні, а відповідні сторони пропорціональні.

Розглянемо геометричну подібність на прикладі подібних трикутників (рис. 8.10).

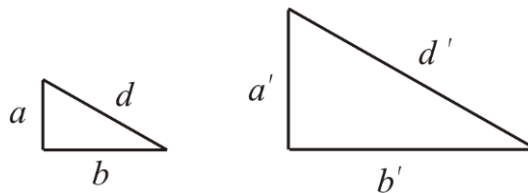


Рисунок 8.10 – Подібні трикутники

Для подібних трикутників

$$\frac{a'}{a} = \frac{b'}{b} = \frac{d'}{d} = c_l,$$

де c_l – масштаб геометричної подібності.

З виразу випливає впливає також співвідношення

$$\frac{a'}{b'} = \frac{a}{b} = K.$$

У наведене співвідношення входять розміри одного й того ж трикутника, а само відношення, чи число, якому воно дорівнює, можна вважати критерієм класу подібних прямокутних трикутників. Можна стверджувати, всі прямокутні трикутники з однаковим відношенням меншого до більшого катету (з однаковим числом K) будуть подібними один одному.

Таким чином, теорія подібності фізичних явищ встановлює не тільки умови подібності, а може виявити і критерій класу подібних явищ. З теорією подібності фізичних явищ вперше ми звичайно стикаємося в гідравліці, де розглядається кінематична і динамічна подібність потоків рідини. Пригадаємо, що кінематична подібність потоків означає пропорційність швидкостей в схожих точках потоків і рівність кутів, під якимивони направлені. Динамічна (силова) подібність потоків означає пропорційність сил, діючих на схожі об'єми потоків і рівність кутів, під якимивони направлені.

Динамічну подібність потоків розглянемо на наступному прикладі. Хайв одному з потоків елементарний об'єм рідини знаходиться в рівновазі під дією одиничних сил тяжіння G , тиску P , тертя $F_{\text{тр}}$, інерції $F_{\text{ін}}$. Ці сили сходяться в одній точці, тому їх векторна сума створює замкнутий багатокутник (рис. 8.11). Аналогічний багатокутник створюється силами G' , P' , $F_{\text{тр}}'$, $F_{\text{ін}}'$, що діють на схожий елементарний об'єм іншого потоку.

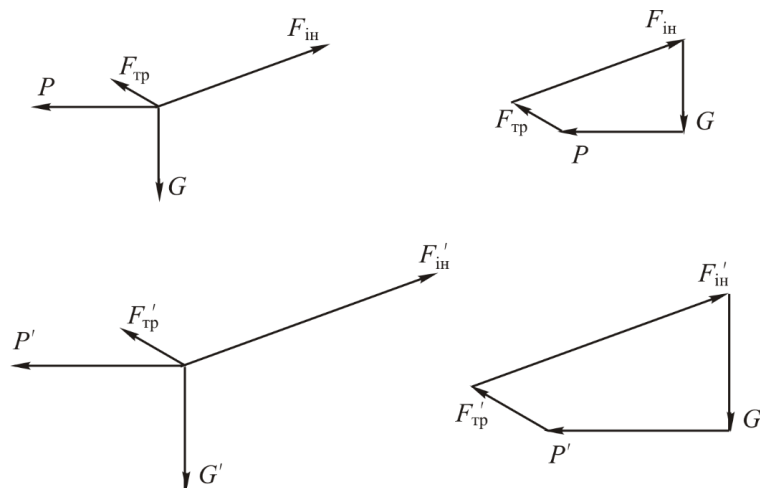


Рисунок 8.11 – До силової подібності потоків рідини

Якщо потоки подібні, то відповідні сили будуть пропорційні одна одній

$$\frac{G}{G'} = \frac{P}{P'} = \frac{F_{\text{ін}}}{F_{\text{ін}}'} = \frac{F_{\text{тр}}}{F_{\text{тр}}'} = c_F,$$

де c_F – масштаб силової подібності.

Пропорційність відповідних сторін багатокутників є умовою їх подібності. Таким чином, динамічна подібність потоків рідини зводиться до геометричної подібності силових багатокутників, створених з сил, що діють на схожі об'єми рідини.

З останнього виразу випливає, наприклад, таке співвідношення

$$\frac{F_{\text{ін}}}{F_{\text{тр}}} = \frac{F_{\text{ін}}'}{F_{\text{тр}}'},$$

в якому члени зліва від знаку рівності містять тільки сили, що відносяться до елементарного об'єму рідини першого потоку, а справа від знаку рівності – другого, подібного йому потоку. То ж, по аналогії з числом К, яке ми прийняли вище за критерій класу подібних прямокутних трикутників, відношення сил інерції до сил тертя можна прийняти за критерій класу подібних потоків рідини. В гідравліці це відношення назване числом Рейнольдса

$$Re = \frac{F_{ин}}{F_{тр}} = \frac{wl}{\nu},$$

де w – середня швидкість в характерному перерізі потоку, м/с; l – характерний геометричний розмір системи, м; ν – кінематична в'язкість рідини, м²/с.

Найбільш загальним підходом до виявлення критеріїв подібності є аналіз диференціальних рівнянь, що описують дане фізичне явище.

Диференціальні рівняння конвективного теплообміну. Рівняння переносу енергії. Виводиться на основі закону збереження енергії аналогічно виводу диференціального рівняння теплопровідності.

Скорочена форма запису має вигляд:

$$\frac{dt}{d\tau} = a \nabla^2 t,$$

де $\frac{dt}{d\tau}$ – повна похідна температури за часом, °С/с;

a – коефіцієнт температуропровідності рідини, м²/с; $\nabla^2 t$ оператор Лапласа – сума других частинних похідних температури за координатами, °С/м². Оскільки в загальному випадку температура є функцією координат і часу $t = f(x, y, z, \tau)$, то за правилами диференціювання функцій декількох змінних в розгорнутому вигляді

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial t}{\partial y} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial t}{\partial z} \frac{dz}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z},$$

де w_x , w_y і w_z – проекції швидкості руху частинки рідини на осі координат, м/с.

Оператор Лапласа в розгорнутому вигляді

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}.$$

Таким чином, рівняння переносу енергії в розгорнутому вигляді запишеться так

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right),$$

Величина $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ характеризує локальну зміну температури в даній точці за

часом внаслідок теплопровідності, а сума $w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z}$ характеризує зміну температури внаслідок конвективного переміщення частинок рідини.

Рівняння руху. Рівнянням руху рідини є рівняння Нав'є-Стокса, яке виводиться на основі другого закону Ньютона, згідно з яким сила дорівнює добутку маси на прискорення. В скороченій (векторній) формі рівняння Нав'є-Стокса для одиничних сил (віднесених до одиниці маси рідини) має вигляд:

$$\frac{d\mathbf{w}}{d\tau} = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \mathbf{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{w}.$$

В правій частині рівняння – сума одиничних сил тяжіння $\mathbf{g}$,

тиску $\frac{1}{\rho} \mathbf{grad} p$ і в'язкості $\nu \nabla^2 \mathbf{w}$, в лівій частині – одинична рівнодіюча сила, де ρ і ν – густина і кінематична в'язкість рідини.

В розгорнутій формі для проєкцій сил на ось x з урахуванням того, що швидкість є функцією координат і часу $\mathbf{w} = f(x, y, z, \tau)$, рівняння Нав'є-Стокса запишеться так

$$\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} = g_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right).$$

Рівняння нерозривності (суцільності). Виводиться з умови матеріального балансу речовини в елементарному об'ємі простору.

Скорочена форма запису рівняння має вигляд:

$$\frac{d\rho}{d\tau} + \text{div}(\rho \mathbf{w}) = 0,$$

де $\text{div}(\rho \mathbf{w})$ – дивергенція вектору масової швидкості.

З урахуванням того, що в загальному випадку густина середовища є функцією координат і часу $\rho = f(x, y, z, \tau)$, в розгорнутій формі рівняння суцільності запишеться так:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + w_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + w_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = 0.$$

Для нестисливої рідини $\rho = \text{const}$, тому рівняння суцільності прийме вигляд:

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0,$$

а для одномірного руху в каналах постійного перерізу

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} = \frac{dw}{dx} = 0,$$

звідки

$$w = \text{const}$$

тобто течія буде з постійною за довжиною каналу швидкістю.

Диференціальне рівняння тепловіддачі. Це отримане нами раніше рівняння (2.9). Введемо заміну $t_c - t_p = \Delta t$ і запишемо його у вигляді:

$$\alpha \Delta t = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0},$$

Основний критерій конвективного теплообміну. Аналіз диференціальних рівнянь з метою отримання критеріїв подібності явищ конвективного теплообміну виконаємо на прикладі аналізу диференціального рівняння тепловіддачі.

Запишемо це рівняння для двох випадків конвективного теплообміну, що відбуваються в геометрично подібних системах:

$$\begin{aligned} \alpha \Delta t &= -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0}, \\ \alpha' \Delta t' &= -\lambda' \left(\frac{\partial t'}{\partial n'} \right)_{n' \rightarrow 0}. \end{aligned}$$

Якщо ці випадки подібні, то для однойменних величин можна записати

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = c_\alpha, \quad \frac{\Delta t'}{\Delta t} = c_t, \quad \frac{\lambda'}{\lambda} = c_\lambda, \quad \frac{\partial t'}{\partial t} = c_t, \quad \frac{\partial n'}{\partial n} = c_l.$$

Виразимо величини для другого випадку через величини для першого і масштабні множники. Тоді

$$c_\alpha c_l \alpha \Delta t = -\frac{c_\lambda c_t}{c_l} \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0}, \quad \frac{c_\alpha c_l}{c_\lambda} = 1.$$

Отриманий комплекс з масштабних множників називається індикатором подібності. Таким чином, для подібних явищ індикатори подібності дорівнюють одиниці.

$$\frac{c_\alpha c_l}{c_\lambda} = 1.$$

Запишемо вираз з урахуванням співвідношень

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = c_\alpha, \quad \frac{\Delta t'}{\Delta t} = c_t, \quad \frac{\lambda'}{\lambda} = c_\lambda, \quad \frac{\partial t'}{\partial t} = c_t, \quad \frac{\partial n'}{\partial n} = c_l.$$

У вигляді $\frac{\alpha' \lambda l'}{\alpha \lambda' l} = 1$, звідки $\frac{\alpha l}{\lambda} = \frac{\alpha' l'}{\lambda'}.$

Безрозмірні комплекси в лівій чи правій частинах рівняння складаються з величин, що характеризують тільки одне (перше чи друге) явище. Ці явища подібні одне одному. Тож можна стверджувати, що й інші явища з таким ж значенням даного комплексу будуть подібні розглянутим. Цей комплекс отримав назву числа Нуссельта, який є основним критерієм конвективного теплообміну

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}.$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі, Вт/(м²·°С), λ – коефіцієнт теплопровідності рідини, Вт/(м·°С), l – характерний геометричний розмір системи, в якій відбувається конвективний теплообмін, м.

Критеріальні рівняння. З аналізу інших диференціальних рівнянь можна отримати інші критерії подібності, наприклад числа Рейнольдса Re, Грасгофа Gr, Прандтля Pr, які дорівнюють відповідно

$$Re = \frac{wl}{\nu},$$

$$Gr = \frac{g\beta\Delta tl^3}{\nu^2},$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu\rho c}{\lambda}.$$

Щоб однозначно охарактеризувати умови, в яких відбувається процес конвективного теплообміну, необхідно задати так звані умови однозначності.

Ці умови поділяють на чотири групи: *геометричні* (визначають розміри і форму системи, в якій відбувається теплообмін); *фізичні* (визначають теплофізичні властивості рідини: густина, в'язкість, теплосмість, коефіцієнт теплопровідності та ін.); *часові* (задаються для нестационарних процесів); *граничні* (температура, теплові потоки, температурні градієнти на границях системи).

Якщо критерії подібності складено лише з величин, що входять в умови однозначності, то такі критерії називають **визначальними**, а якщо входять також й інші величини, то **визначуваними**.

З огляду на це, приведені вище числа Рейнольдса Re , Грасгофа Gr , Прандтля Pr будуть визначальними критеріями, а число Нусельта Nu – визначуваним, оскільки коефіцієнт тепловіддачі α , що входить до його складу, не є характеристикою умов теплообміну.

Теорія подібності стверджує, що рішення системи диференціальних рівнянь можна виразити у вигляді критеріального рівняння – залежності визначуваного критерія від визначальних:

$$Nu = f(Re, Gr, Pr).$$

Як приклад, наведемо критеріальне рівняння для тепловіддачі при розвинутomu турбулентному русі ($Re > 10000$) в круглих трубах

$$Nu_{\text{рід},d} = 0,021 Re_{\text{рід},d}^{0,8} Pr_{\text{рід}}^{0,43} \left(\frac{Pr_{\text{рід}}}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

Індекс « d » означає, що за характерний геометричний розмір прийнято внутрішній діаметр труби d . Індеси «рід» та «с» означають теплофізичні властивості рідини визначаються при температурі $t_{\text{рід}}$ (тобто в ядрі потоку, вдалині від стінки) та при температурі стінки t_c .

Променистий теплообмін. Теплообмін випромінюванням (променистий або радіаційний теплообмін) характеризується тим, що внутрішня енергія нагрітого тіла перетворюється на енергію електромагнітного поля, яка, сприймаючись холодними тілами, перетворюється на їх внутрішню енергію.

Має місце в твердих, рідких, газоподібних тілах і в вакуумі.

Теплове випромінювання як процес розповсюдження електромагнітних хвиль характеризується довжиною хвилі λ і частотою коливань ν . При цьому хвилі розповсюджуються зі швидкістю світла $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, а $\nu = c/\lambda$.

Всі види електромагнітного випромінювання мають однакову природу, тому їх класифікація за довжиною хвилі, залежно від виробленого ефекту, носить умовний характер. При температурах, з якими зазвичай мають справу в техніці, основна кількість енергії випромінюється при λ від 0,8 до 80 мкм. Ці промені прийнято називати *тепловими (інфрачервоними)*. Більшу довжину (> 80 мкм) мають радіохвилі, меншу (0,4...0,8 мкм) – хвилі світлового випромінювання.

Тепловий потік, що випромінюється з одиниці поверхні тіла на всіх довжинах хвиль по всіх напрямках, називається *поверхневою густиною потоку інтегрального випромінювання* E , Вт/м².

Випромінювальна здатність визначається природою тіла і його температурою.

Теплове випромінювання підпорядкується тим ж законам, що і світлове. При падінні на тіло енергії випромінювання $E_{\text{пад}}$, частина його E_A поглинається, частина E_R відбивається і частина E_D проникає крізь тіло (рис. 8.1).

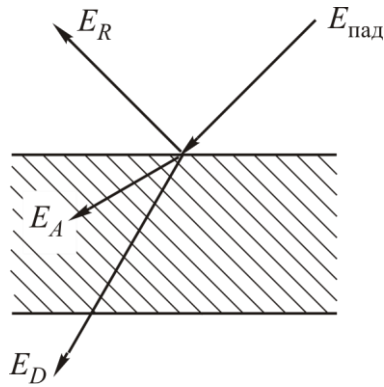


Рисунок 8.12 – Розподіл енергії випромінювання, що падає на тіло

Таким чином, рівняння теплового балансу розподілу енергії випромінювання, що падає на тіло, буде мати вигляд

$$E_{\text{пад}} = E_A + E_R + E_D,$$

або в безрозмірній формі $A + R + D = 1$,

$$A = \frac{E_A}{E_{\text{пад}}} \quad \text{— коефіцієнт поглинання;}$$

$$R = \frac{E_R}{E_{\text{пад}}} \quad \text{— коефіцієнт віддзеркалення;}$$

$$D = \frac{E_D}{E_{\text{пад}}} \quad \text{— коефіцієнт пропускання.}$$

Тіло, поглинає все падаюче на нього випромінювання, називається *абсолютно чорним*. Для нього $A = 1$, $R = 0$, $D = 0$. Тіла, для яких коефіцієнт поглинання $0 < A < 1$ і не залежить від довжини хвилі, називаються *сірими*. Для *абсолютно білого* тіла $A = 0$, $R = 1$, $D = 0$, для *абсолютно прозорого* $A = 0$, $R = 0$, $D = 1$.

Якщо тіло поглинає теплові промені, але відбиває світлові, то воно не здається чорним. Більш того, наш зір може сприймати таке тіло, як біле, наприклад сніг, для якого $A = 0,98$. Скло, прозоре для світлових променів, є практично непрозорим для теплових, $A = 0,94$.

Тверді і рідкі тіла здебільшого випромінюють енергію всіх довжин хвиль в інтервалі від 0 до ∞ , тобто мають суцільний спектр випромінювання.

Чисті метали і гази характеризуються вибіркоvim (селективним) випромінюванням, тобто випромінюють енергію тільки певних довжин хвиль.

Сума потоків власного і відбитого тілом випромінювання називається *ефективним випромінюванням*:

$$E_{\text{еф}} = E + RE_{\text{пад}}.$$

Сумарний процес взаємного випускання, поглинання, віддзеркалення і пропускання енергії випромінювання в системі тіл називається променистим теплообміном.

Основні закони випромінювання. Закон Планка встановлює розподіл інтенсивності випромінювання за довжиною хвиль.

Виділимо ділянку $d\lambda$ в межах точки λ спектра випромінювання (рис. 8.2). В цьому інтервалі хвиль випромінюється енергія dE .

$$\frac{\alpha d\lambda}{\lambda} = \frac{\alpha' d\lambda'}{\lambda'}$$

Величина $\frac{\alpha d\lambda}{\lambda}$ характеризує інтенсивність випромінювання на даній довжині хвилі λ і називається *спектральною густиною потоку випромінювання*.

Згідно з законом Планка спектральна густина потоку випромінювання абсолютно чорного тіла дорівнює

$$I_{0\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

де $c_1 = 3,47 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$, $c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постійні випромінювання

Графічно закон Планка представлено на рис. 8.2.

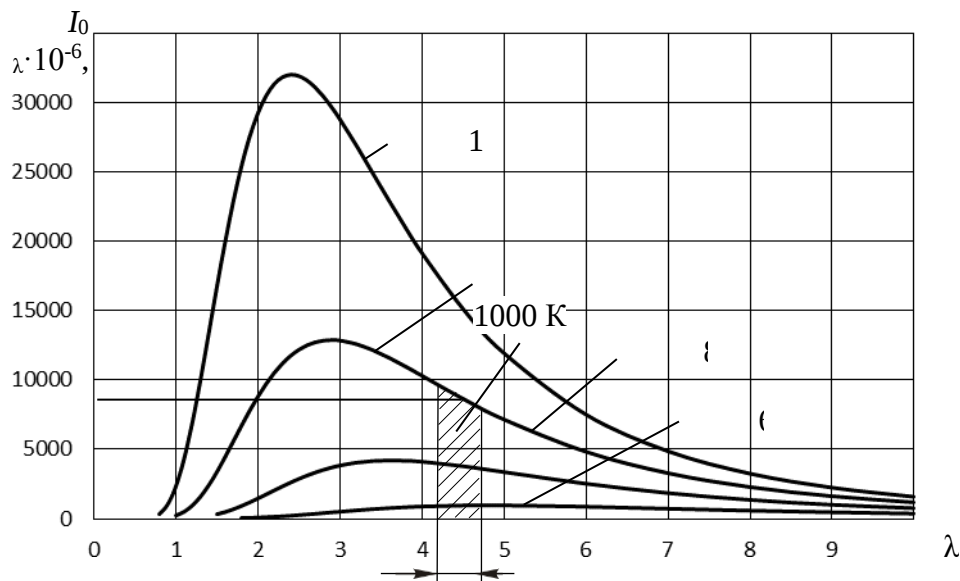


Рисунок 8.2 – Спектральна густина потоку випромінювання абсолютно чорного тіла при різних температурах

Закон Віна. З рис. 8.2 видно, що спектральна густина потоку випромінювання при певній довжині хвиль λ_M має максимум. В. Він встановив, що добуток $T \lambda_M$ є постійною величиною

$$T \lambda_M = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К},$$

звідки випливає, що із зростанням температури максимум випромінювання зміщується в бік коротких хвиль.

Закон Стефана-Больцмана. На рис. 8.2 площа заштрихованої трапеції, що дорівнює добутку $I_{0\lambda} d\lambda$, визначає поверхневу густину потоку випромінювання абсолютно чорного тіла $dE_0 = I_{0\lambda} d\lambda$ в діапазоні довжин хвиль від λ_i до $\lambda_i + d\lambda$. Поверхнева густина потоку інтегрального випромінювання абсолютно чорного тіла E_0 визначається додаванням dE_0 на всіх довжинах хвиль, тобто площею під кривою для даної температури тіла

$$E_0 = \int_0^{\infty} I_{0\lambda} d\lambda.$$

$$E_0 = \varepsilon_0 T^4,$$

де $\varepsilon_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постійна Стефана-Больцмана.

Формула була отримана дослідним шляхом І. Стефаном і теоретично обґрунтована Л. Больцманом.

Для технічних розрахунків закон Стефана-Больцмана записується у вигляді

Для сірих тіл

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = C \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

де ε – ступінь чорноти сірого тіла; $C = \varepsilon C_0$ – випромінювальна здатність сірого тіла; де $C_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла.

Закон Кірхгофа встановлює кількісний зв'язок між енергіями випромінювання і поглинання для абсолютно чорного і сірого тіла.

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \dots = \frac{E_0}{1} = E_0.$$

Відношення енергії випромінювання до коефіцієнта поглинання не залежить від природи тіла і дорівнює енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при тій ж температурі. Чим більше коефіцієнт поглинання, тим більше для цього тіла і енергія випромінювання.

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

З закону Кірхгофа випливає, що при одній і тій ж температурі ступінь чорноти тіла дорівнює коефіцієнту поглинання

$$\varepsilon = A.$$

Закон Ламберта. Ламбертом встановлено, що максимальне випромінювання E_n має місце в напрямку нормалі до поверхні. Кількість енергії E_α , що випромінюється під кутом α до нормалі, пропорційно косинусу кута α

$$E_{\alpha} = E_n \cos \alpha .$$

Звідси випливає, що інтенсивність випромінювання уздовж поверхні (при $\alpha = 90^\circ$) дорівнює нулю.

Питання для самоконтролю

1. Яка фізична сутність процесу теплопровідності?
2. Що називається температурним полем та основні його види?
3. Дайте визначення градієнта температури.
4. Що являють собою тепловий потік та густина теплового потоку?
5. Сформулюйте закон Фур'є та наведіть його математичний вираз.
6. Що являє собою коефіцієнт теплопровідності речовини та від чого залежить його значення?
7. Як визначається густина теплового потоку для однорідної плоскої стінки?
8. Дайте визначення теплової провідності стінки та її термічного опору.
9. Як змінюється температура в однорідній плоскій стінці зі сталим коефіцієнтом теплопровідності?
10. За якою формулою визначається густина теплового потоку в багат шаровій плоскій стінці?
11. Яка формула лежить в основі розрахунку температури в місцях контактування шарів у багат шаровій плоскій стінці?
12. Як визначається тепловий потік, що проходить через однорідну циліндричну стінку?
13. Що являє собою лінійна густина теплового потоку, що проходить через однорідну циліндричну стінку?
14. Як розраховують лінійну густина теплового потоку в багат шаровій циліндричній стінці?
15. За якими формулами розраховують температури в місцях контактування шарів у багат шаровій циліндричній стінці?
16. У чому полягає сутність конвективного теплообміну?
17. Сформулюйте та наведіть математичний вираз закону Ньютона-Ріхмана.
18. Дайте визначення коефіцієнта тепловіддачі та назвіть його одиницю виміру.
19. Як пов'язаний процес тепловіддачі з режимом руху рідини?
20. У чому полягає сутність променевого теплообміну?
21. Що являють собою інтегральний потік випромінювання та його густина? Назвіть одиниці їх виміру.

ЛЕКЦІЙНЕ ЗАНЯТТЯ № 9 ПРОЦЕСИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧІ

Мета заняття: опанувати особливості складного виду теплообміну; ознайомитися з методами інтенсифікації та гальмування процесів теплопередачі.

В результаті опанування лекційного заняття буде сформований наступний **результат навчання:** знати методи інтенсифікації та гальмування процесів теплопередачі в технічних системах.

Під теплопередачою розуміється передача теплообмін між двома рідинами, що відокремлені одна від одної стінкою.

Теплопередача через одношарову плоску стінку. Стінка (рис. 9.1) товщиною δ , м, коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки λ , Вт/(м·К), t_{p1} і t_{p2} – температура першої і другої рідини, °С, $t_{p1} > t_{p2}$; t_{c1} і t_{c2} – температури поверхонь стінки, °С.

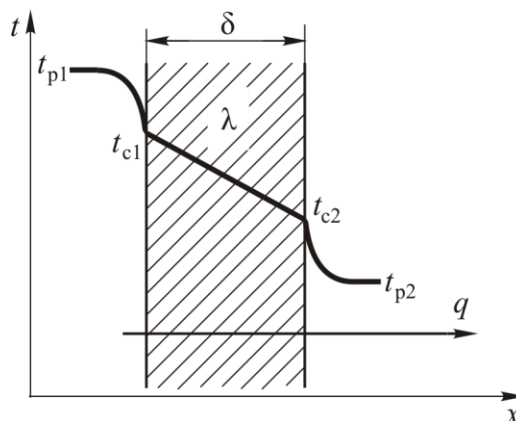


Рисунок 9.1 – Теплопередача через одношарову плоску стінку

Ізотермічні поверхні в даному випадку – це площини, перпендикулярні напрямку переносу теплоти (осі x). Через кожен ізотермічну поверхню переноситься один і той ж тепловий потік, і оскільки поверхні плоскі, то густина теплового потоку вздовж осі x не змінюється, $q = \text{const}$.

Маємо три ділянки переносу теплоти:

тепловіддача від першої рідини до стінки;

теплопровідність в стінці;

тепловіддача від стінки до другої рідини.

Для кожної з ділянок запишемо вирази для густини теплового потоку

$$q = \alpha_1 (t_{p1} - t_{c1});$$

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{c1} - t_{c2});$$

$$q = \alpha_2 (t_{c2} - t_{p2}),$$

де α_1 і α_2 – коефіцієнти тепловіддачі від першої рідини до стінки і від стінки до другої рідини, Вт/(м²·К).

З цих рівнянь отримаємо вирази для різниць температур

$$t_{p1} - t_{c1} = \frac{q}{\alpha_1};$$

$$t_{c1} - t_{c2} = q \frac{\delta}{\lambda};$$

$$t_{c2} - t_{p2} = \frac{q}{\alpha_2}.$$

Підсумуємо ліві та праві частини рівностей. В результаті отримаємо

$$t_{p1} - t_{p2} = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right),$$

звідки

$$q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = k (t_{p1} - t_{p2}),$$

де k – коефіцієнт теплопередачі, Вт/(м²·К).

Для теплопередачі через одношарову плоску стінку

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Теплопередача через багатшарову плоску стінку. Розглянемо перенос теплоти через тришарову плоску стінку (рис. 9.2).

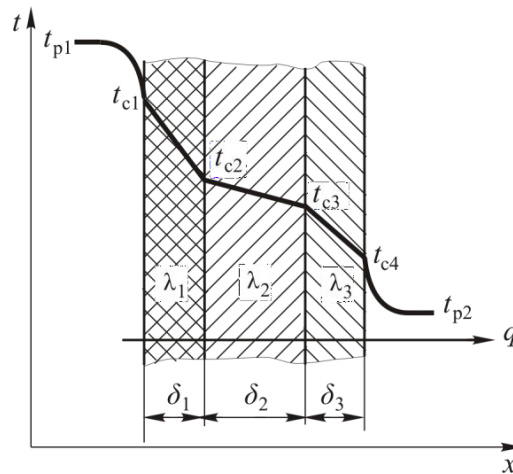


Рисунок 9.2 – Теплопередача через тришарову плоску стінку
Вчинимо аналогічно розглянутому вище випадку і отримаємо

$$q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{\alpha_2}} = k(t_{p1} - t_{p2}).$$

Для n - шарової стінки

$$q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} = k(t_{p1} - t_{p2}),$$

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Теплопередача через одношарову циліндричну стінку. Розглянемо перенос теплоти через одношарову циліндричну стінку(рис. 9.3).

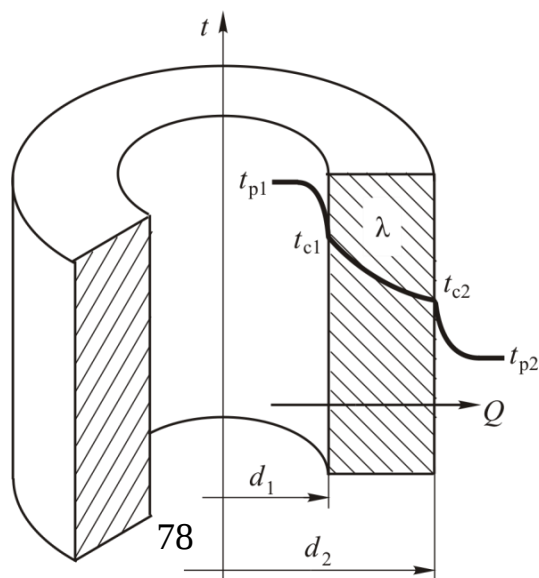


Рисунок 9.3 – Теплопередача через одношарову циліндричну стінку

Аналогічно розглянутим вище випадкам маємо три ділянки переносу теплоти:

тепловіддача від першої рідини до стінки;

теплопровідність в стінці;

тепловіддача від стінки до другої рідини.

У даному випадку ізотермічні поверхні – циліндричні. Через кожну поверхню в радіальному напрямку переноситься один і той ж тепловий потік Q , тобто $Q = \text{const}$.

Для кожної з ділянок запишемо вирази для теплового потоку

$$Q = \alpha_1 (t_{p1} - t_{c1}) \pi d_1 l;$$

$$Q = \frac{\pi l (t_{c1} - t_{c2})}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}};$$

$$Q = \alpha_2 (t_{c2} - t_{p2}) \pi d_2 l.$$

З цих рівнянь отримаємо різниці температур:

$$t_{p1} - t_{c1} = \frac{Q}{\alpha_1 \pi d_1 l};$$

$$t_{c1} - t_{c2} = \frac{Q}{2\pi l \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1};$$

$$t_{c2} - t_{p2} = \frac{Q}{\alpha_2 \pi d_2 l}.$$

Підсумуємо ліві та праві частини рівностей. В результаті отримаємо

$$t_{p1} - t_{p2} = \frac{Q}{\pi l} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right),$$

$$Q = \frac{\pi l (t_{p1} - t_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}.$$

Густина теплового потоку на внутрішній та зовнішній поверхнях стінки та лінійна густина теплового потоку

$$q_{d_1} = \frac{Q}{\pi d_1 l} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2} \cdot \frac{d_1}{d_2}} = k_{d_1} (t_{p1} - t_{p2}), \text{ Вт/м}^2;$$

$$q_{d_2} = \frac{Q}{\pi d_2 l} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} \cdot \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_2}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = k_{d_2} (t_{p1} - t_{p2}), \text{ Вт/м}^2.$$

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi (t_{p1} - t_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} = k_l (t_{p1} - t_{p2}), \text{ Вт/м},$$

де k_{d_1} і k_{d_2} – коефіцієнти теплопередачі, віднесені відповідно до внутрішньої та зовнішньої поверхні стінки, Вт/(м²·К); k_l – лінійний коефіцієнт теплопередачі (віднесений до одиниці довжини труби), Вт/(м·К).

Ці коефіцієнти дорівнюватимуть:

$$k_{d_1} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2} \cdot \frac{d_1}{d_2}},$$

$$k_{d_2} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \cdot \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_2}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2}},$$

$$k_l = \frac{\pi}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}.$$

Зауважимо, що завжди треба вказувати, до якої поверхні відноситься коефіцієнт теплопередачі, і при визначенні теплового потоку його треба множити на площу саме цієї поверхні, тобто

$$Q = k_{d_1} (t_{p1} - t_{p2}) F_{d_1} = k_{d_1} (t_{p1} - t_{p2}) \pi d_1 l, \text{ Вт.}$$

$$Q = k_{d_2} (t_{p1} - t_{p2}) F_{d_2} = k_{d_2} (t_{p1} - t_{p2}) \pi d_2 l, \text{ Вт.}$$

Теплопередача через багат шарову циліндричну стінку. Розглянемо перенос теплоти через три шарову циліндричну стінку (рис. 9.4). Вчинимо аналогічно розглянутому вище випадку і отримаємо

$$Q = \frac{\pi l (t_{p1} - t_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{\alpha_2 d_4}}.$$

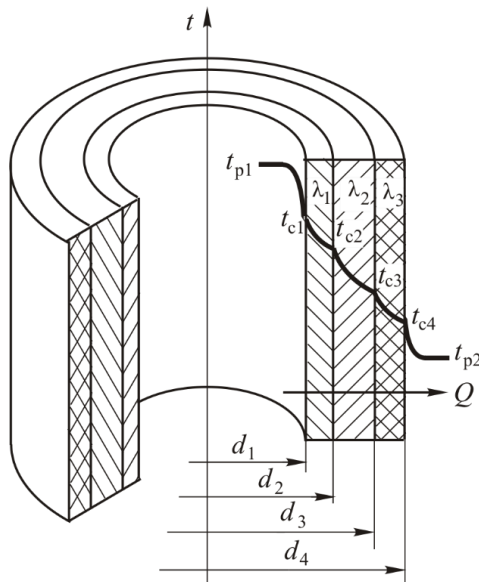


Рисунок 9.4 – Теплопередача через тришарову циліндричну стінку
Для n - шарової циліндричної стінки

$$Q = \frac{\pi l (t_{p1} - t_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}.$$

Інтенсифікація теплопередачі. Інтенсивність і відповідно коефіцієнти тепловіддачі від стінки до газів вдесятки і сотні разів менше ніж до крапельних рідин.

Для збільшення інтенсивності теплообміну застосовують оребрення поверхонь теплообміну, особливо з боку газів, та турбулізацію потоку.

Як приклад оребрення, розглянемо трубу з поперечним оребренням круглими ребрами прямокутної форми в перерізі (рис. 9.5).

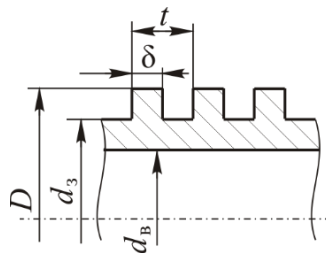


Рисунок 9.5 – Оребрена труба:
 $d_{\text{в}}$ і d_3 – внутрішній і зовнішній діаметри труби; D – зовнішній діаметр ребер; δ і t – товщина ребра і крок оребрення

Площа зовнішньої поверхні теплообміну на кроці оребрення

$$F_{\text{ор}} = \pi D \delta + \pi d_3 (t - \delta) + 2\pi \left(\frac{D^2 - d_3^2}{4} \right) = \pi \left[D \delta + d_3 (t - \delta) + \frac{D^2 - d_3^2}{2} \right].$$

Площа зовнішньої поверхні неоребреної (гладкої) труби довжиною t

$$F_{\text{неор}} = \pi d_3 t.$$

Відмінність площ оребреної і неоребреної труб враховується коефіцієнтом оребрення

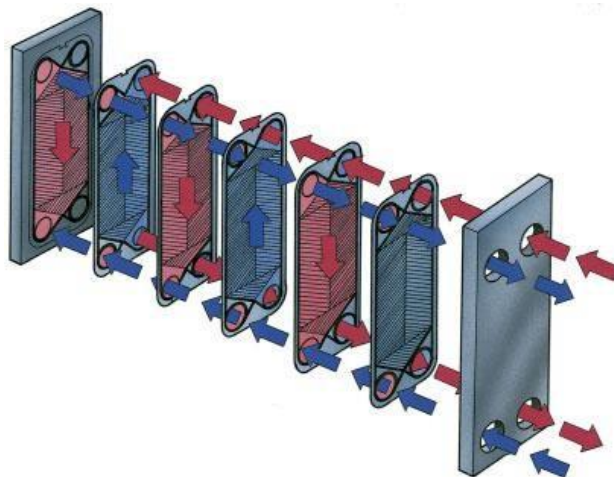
$$\varphi_{\text{ор}} = \frac{F_{\text{ор}}}{F_{\text{неор}}}.$$

Якщо за поверхню теплообміну приймається неоребрена (гладка) зовнішня поверхня труби, то коефіцієнт теплопередачі, віднесений до цієї поверхні, буде визначатися за формулою

$$k_{d_3} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \cdot \frac{d_3}{d_b} + \frac{d_3}{2\lambda} \ln \frac{d_3}{d_b} + \frac{1}{\varphi_{\text{ор}} \eta_p \alpha_2}},$$

де η_p – коефіцієнт ефективності ребра, який враховує зміну температури за висотою ребра та відмінність коефіцієнта тепловіддачі на торцях, впадинах та бокових поверхнях ребер.

Для інтенсифікації теплообміну застосовується також турбулізація потоку, яка дозволяє зменшити товщину ламінарного шару поблизу стінки і відповідно термічний опір ділянки тепловіддачі в загальному ланцюгу передачі тепла. Як приклад, розглянемо пластинчасті теплообмінники, що складаються з пакетів гофрованих пластин. Гофри мають нахил, і пластини збирають в пакети так, щоб гофри суміжних пластин були орієнтовані в протилежні сторони (рис. 7.6, а). Тоді пластини будуть стикатися між собою по вершинах гофр, а потік рідини в міжпластинних каналах буде мати сітчасту форму (рис. 7.6, б), що забезпечить постійну зміну напрямку руху частинок рідини і зрив ламінарної течії.



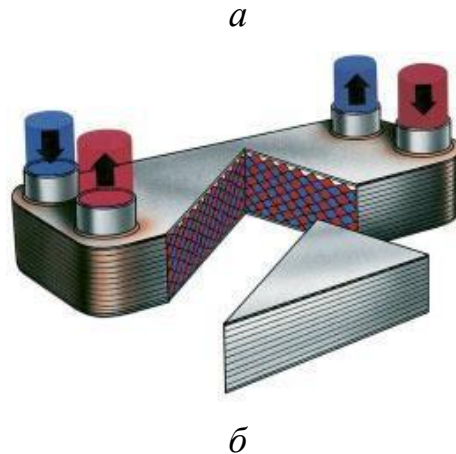


Рисунок 9.6 – Схема пластинчастого теплообмінника:

a – гофри суміжних пластин орієнтовані в протилежні сторони;
б – потік рідини в міжпластинних каналах має сітчасту форму

Питання для самоконтролю

1. Що являє собою складний теплообмін та як його розраховують?
2. Який теплообмінний процес називається теплопередачею?
3. Сукупна дія яких частинних явищ складає процес теплопередачі?
4. Як розподіляється температура в процесі теплопередачі?
5. Що визначають за рівнянням теплопередачі та який воно має вигляд?
6. Що являє собою коефіцієнт теплопередачі та яка його одиниця виміру?
7. Як визначають густину теплового потоку теплопередачі через плоску стінку?
8. Як розраховують коефіцієнт теплопередачі для однорідної плоскої стінки?
9. Із яких частинних термічних опорів складається загальний термічний опір теплопередачі? Яка одиниця виміру термічного опору?
10. Як встановлюються температури на поверхнях плоскої стінки, що розділяє потоки при теплопередачі?
11. Як розраховують коефіцієнт теплопередачі та густину теплового потоку для багат шарової плоскої стінки?
12. Як визначається величина загального термічного опору багат шарової плоскої стінки?
13. Як розраховують температури в багат шаровій плоскій стінці на поверхнях контактування окремих шарів?
14. Чому дорівнює лінійний коефіцієнт теплопередачі та загальний лінійний термічний опір однорідної циліндричної стінки?
15. Як знаходиться лінійна густина теплового потоку в однорідній циліндричній стінці?
16. За якою формулою розраховують лінійний коефіцієнт теплопередачі та загальний лінійний термічний опір багат шарової циліндричної стінки?
17. Як розраховують лінійну густину теплового потоку в багат шаровій циліндричній стінці?

18. Як визначають температури поверхонь циліндричної стінки при теплопередачі?

19. Наведіть методи інтенсифікації процесу теплопередачі.

20. З якою метою використовують ребра на поверхні стінки, що розділяє потоки робочих рідин при теплопередачі?

21. На якій поверхні стінки, що розділяє потоки робочих рідин при теплопередачі, встановлюють ребра?

Список використаної та рекомендованої літератури

1. Розрахунок теплонасосної установки гарячого водопостачання [Електронний ресурс] : методичні рекомендації до виконання індивідуального завдання з дисципліни «Установки для кондиціонування повітря шахт» для здобувачів ступеня бакалавра освітньо-професійної програми «Енергомеханічні комплекси гірничих підприємств» зі спеціальності 184 Гірництво / уклад.: О.П. Трофимова, Ю.О. Комісаров ; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка». – Дніпро : НТУ «ДП», 2024. – 51 с.
2. Фелоненко С.В. Практикум з термодинаміки : навч. посіб. / С.В Фелоненко, І.С. Ільїна, О.П. Трофимова, Ю.О Комісаров, О.О. Бобришов; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т. «Дніпровська політехніка». – Дніпро : НТУ «ДП», 2024. – 221 с.
3. Алексахін О. О. Теплообмінні апарати в системах тепlopостачання : навч. посібник / О. О. Алексахін, А. М. Ганжа, О. В. Круглякова ; Нац. техн. ун-т "Харків. політехн. ін-т". – Харків : Друкарня Мадрид, 2023. – 249 с.
4. Тепломасообмін. Методи інтенсифікації : електронний навчальний посібник комбінованого (локального та мережного) використання [Електронний ресурс] / О. Ю. Співак., Н. В. Резидент. – Вінниця : ВНТУ, 2023. – 112 с.
5. Омельченко О. В. Тепломасообмін : навч. посібник / О. В. Омельченко, Л. О. Цвіркун. – Кривий Ріг: ДонНУЕТ, 2021. – 100 с.
6. Холоменюк М.В. Термодинаміка: навч. посіб. / М.В. Холоменюк; М-во освіти і науки України, Нац. гірн. ун-т. – Дніпро : НГУ, 2017. – 106 с.

Навчальне видання

Ширін Леонід Никифорович
Трофимова Олена Павлівна
Комісаров Юрій Олексійович

ТЕРМОДИНАМІКА ТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Конспект лекцій
для здобувачів ступеня бакалавра
освітньо-професійної програми
«Нафтогазова інженерія та технології»
зі спеціальності 185 Нафтогазова інженерія та технології

Видано в авторській редакції.

Електронний ресурс.
Підписано до видання 18.02.2025. Авт. арк. 6,3.

Національний технічний університет «Дніпровська політехніка».
49005, м. Дніпро, просп. Дмитра Яворницького, 19.