

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

з дисципліни
«Технічна термодинаміка»

для студентів спеціальності 144
«Теплоенергетика»
(освітня програма «Промислова і комунальна теплоенергетика»)
усіх форм навчання

Конспект лекцій з дисципліни «Технічна термодинаміка» для студентів спеціальності 144 «Теплоенергетика» (освітня програма «Промислова і комунальна теплоенергетика») усіх форм навчання. / Укл.: Бахтін В.І., Кузьменко А.А., Назаренко І.А., Каюков Ю.М. Запоріжжя : НУЗП, 2022. - 137 с.

Укладачі: Бахтін В.І., доц. канд. техн. наук;
Кузьменко А.А., ст. викладач;
Назаренко І.А., доц. канд. техн. наук;
Каюков Ю.М., доц. канд. техн. наук.

Рецензент Назаренко О.М., доц. канд. техн. наук.

Відповідальний за випуск Яримбаш Д.С., проф., докт. техн. наук

Затверджено
на засіданні кафедри
«Електричні машини»
Протокол № 10
від «23» травня 2022 р

Рекомендовано до видання
НМК Електротехнічного
факультету
Протокол № 2
від «02» червня 2022 р.

ЗМІСТ

ВСТУП	6
Лекція 1	7
1.1 Основні поняття і визначення технічної термодинаміки. Технічна термодинаміка як теоретична основа теплоенергетики.....	7
1.2 Предмет технічної термодинаміки і її методи.....	7
1.3 Термодинамічна система. Робоче тіло. Зовнішнє середовище.....	7
1.4 Термодинамічні параметри стану.....	8
1.4.1 Термічні параметри стану.....	8
1.4.2 Термічні коефіцієнти.....	9
1.5 Рівноважний і нерівноважний стани термодинамічної системи. Рівняння стану.....	10
1.6 Термодинамічний процес. Рівноважний і нерівноважний, оборотний і необоротний процеси. Кругові процеси (цикли).....	11
Лекція 2	13
2.1 Тепло і робота як форми передачі енергії.....	13
2.2 Термодинаміка ідеального газу.....	13
2.3 Основні закони ідеальних газів.....	13
2.4 Рівняння стану ідеального газу. Універсальна газова стала.....	15
2.5 Суміші ідеальних газів. Закон Дальтона.....	15
2.6 Способи завдання складу суміші.....	16
2.7 Теплоємність. Масова, об'ємна і молярна теплоємності. Теплоємність при постійних об'ємі і тиску.....	17
Лекція 3	19
3.1 Внутрішня енергія як функція стану робочого тіла.....	19
3.2 Робота розширення. p, v - діаграма.....	19
3.3 Ентальпія робочого тіла як функція стану.....	20
3.4 Аналітичний вираз 1-го закону ТТД.....	22
3.5 Ентропія як параметр стану термодинамічної системи.....	23
3.6 Теплова T, S – діаграма.....	24
3.7 Рівняння Майєра.....	24
Лекція 4	26
4.1 Основні термодинамічні процеси ідеальних газів.....	26
4.2 Політропний процес.....	26
4.3 Ізохорний процес.....	28
4.4 Ізобарний процес.....	29
4.5 Ізотермічний процес.....	30
4.6 Адіабатний процес.....	31
4.7 Аналіз узагальненого політропного процесу.....	32
Лекція 5	35
5.1 Суть 2-го закону ТТД.....	35
5.2 Термічний ККД і холодильний коефіцієнт циклів.....	36
5.3 Прямий і зворотній цикли Карно.....	37
5.4 Регенеративний узагальнений цикл Карно.....	40
Лекція 6	41
6.1 Математичний вираз другого закону ТТД.....	41
6.2 Об'єднані рівняння 1-го і II-го законів термодинаміки.....	42
6.3 Зміна ентропії в необоротних термодинамічних процесах ізольованих систем.....	42

Лекція 7	44
7.1 Виробництво роботи. Корисна робота. Максимальна робота. Максимальна корисна робота.....	44
7.2 Поняття про ексергію. Рівняння Гюї-Стодоли.....	47
Лекція 8	49
8.1 Термодинамічні процеси в реальних газах і парі.....	49
8.2 Рівняння стану реального газу або рівняння Ван-дер-Ваальса.....	49
8.3 Приведене рівняння Ван-дер-Ваальса. Закон відповідних станів	
Критичні параметри речовини.....	50
8.4 p, T – діаграма при фазових переходах рідини і газу.....	52
Лекція 9	55
9.1 Гомогенні і гетерогенні термодинамічні системи.....	55
9.2 Умови рівноваги при фазовому переході. Правило фаз Гіббса.....	55
9.3 Пароутворення і конденсація.....	57
9.4 p, v – діаграма водяної пари.....	59
Лекція 10	61
10.1 Основні параметри води і водяної пари.....	61
10.2 T, S – діаграма водяної пари.....	65
10.3 h, s – діаграма водяної пари.....	66
Лекція 11	68
11.1 Основні термодинамічні процеси водяної пари.....	68
Лекція 12	
12.1 Основні характеристики вологого повітря.....	72
12.2 Щільність, питома газова стала вологого повітря.....	73
12.3 Теплоємність і ентальпія вологого повітря.....	74
Лекція 13	75
13.1 Рівняння першого закону термодинаміки для потоку.....	75
13.2 Сопла і дифузори.....	78
13.3 Витікання зі звужуючого сопла. Швидкість газу.....	79
13.4 Витрата газу при витіканні зі звужуючого сопла.....	80
13.5 Максимальна витрата газу через звужуюче сопло.....	81
13.6 Максимальна швидкість витікання.....	81
13.7 Критична швидкість витікання.....	81
13.8 Аналіз профілю каналу сопла.....	82
Лекція 14	84
14.1 Дроселювання газів і пари.....	84
14.2 Диференціальний дросельний ефект.....	86
Лекція 15	87
15.1 Пристрій і принцип роботи поршневих компресорів.....	87
15.2 Термодинамічний аналіз ідеального компресора.....	88
15.3 Вплив характеру процесу стискання на величину роботи, що витрачається на привід компресора.....	89
Лекція 16	92
16.1 Дійсна (реальна) індикаторна діаграма компресора.....	92
16.2 Багатоступеневий компресор.....	93
Лекція 17	97
17.1 Термодинамічний аналіз циклів двигунів внутрішнього згорання.....	97
17.2 Круговий процес Карно в ДВЗ.....	97
17.3 Пристрій і принцип дії ДВЗ.....	98
17.4 Дійсний і ідеальний цикли із підведенням теплоти при постійному об'ємі.	

Цикл Отто.....	99
----------------	----

Лекція 18.....102

18.1 Цикли ДВЗ із підведенням теплоти при постійному тиску. Цикл Дизеля.....102

18.2 Цикли ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти. Цикл Трінклера.....104

Лекція 19.....106

19.1 Цикли газотурбінних установок (ГТУ).....106

19.2 Ідеальний цикл ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$106

19.3 Реальні цикли ГТУ.....107

19.4 Цикл ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ і регенерацією.....109

19.5 Цикл ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ і з ізотермічним стисканням повітря в компресорі.....111

Лекція 20.....113

20.1 Цикл ГТУ із згоранням при $p = \text{const}$, з регенерацією теплоти і ізотермічним стисканням повітря.....113

20.2 Цикл ГТУ з підведенням теплоти при $v = \text{const}$ 114

20.3 Порівняння циклів ГТУ.....116

Лекція 21.....118

21.1 Принципова схема паросилової установки.....118

21.2 Паровий цикл Карно.....118

21.3 Теоретичний цикл паротурбінної установки ПТУ (цикл Ренкина).....120

Лекція 22.....123

22.1 Цикл Ренкина з перегрітою парою.....123

22.2 Вплив параметрів пари на величину термічного К.К.Д. циклу Ренкина.....124

22.3 Цикл із проміжним перегрівом пари.....125

Лекція 23.....127

23.1 Цикли холодильних установок і термотрансформаторів.....127

23.2 Цикл повітряної холодильної установки.....128

Лекція 24.....131

24.1 Цикл парокомпресорної холодильної установки.....131

24.2 Абсорбційні холодильні машини.....134

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ.....136

ВСТУП

В учбовій літературі відома велика кількість підручників по курсу «Технічна термодинаміка». У зв'язку з цим виникають певні труднощі при рекомендації підручників, а тим більше складнощі самостійної підготовки студентів, оскільки в підручниках не однаково пропрацьовано і викладено аспекти перетворення теплоти в роботу, особливо, що стосується специфічних особливостей професії. Це пояснюється багатогранністю цих процесів в задоволенні насущних питань технологій в галузях промисловостей, які є споживачами закономірностей термодинаміки.

Проте, як відомо, технічна термодинаміка є теоретичною основою теплоенергетики, тому вибірки з підручників, найбільш наближені до спеціальності «Теплоенергетика» представляються доцільними, з погляду допомоги студентам -теплоенергетикам в оволодінні теоретичними основами своєї професії.

Метою написання конспекту лекцій є систематизація і цілеспрямованість самостійної роботи студентів, поглиблення теоретичних знань по дисципліні, яка є однією з основоположних в підготовці фахівців з теплоенергетики.

Матеріал, що запропоновано в конспекті курсу лекцій з «Технічної термодинаміки», відповідає учбовим планам Міністерства освіти і науки України по підготовці фахівців даного профілю.

В конспекті лекцій з курсу «Технічна термодинаміка» увесь текстовий матеріал, рівняння, формули, висновки і визначення повністю взяті з підручників по курсу «Технічна термодинаміка», представлених у списку використаної літератури і не є авторськими.

ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА

ЛЕКЦІЯ 1

1.1 Основні поняття і визначення технічної термодинаміки. Технічна термодинаміка як теоретична основа теплоенергетики

Найбільш актуальні завдання, які вирішують з використанням термодинаміки: створення літальних апаратів, у тому числі космічних багаторазової дії; проектування теплових і атомних електричних станцій, магнітогідродинамічних генераторів (установок для прямого перетворення теплоти в електричну енергію), розрахунок і проектування усіх без винятку теплових двигунів – парових та газових турбін, реактивних і ракетних двигунів, двигунів внутрішнього згоряння, компресорів, сушильних, випарювальних установок, а також холодильних установок помірного холоду, холодильних установок глибокого холоду, наприклад, для одержання рідких кисню, азоту, водню, гелію та інших газів; проектування машин і розробка технологічних процесів в харчовій, хімічній і інших галузях промисловості. В перерахованих завданнях термодинамічні процеси грають важливу, а іноді і визначальну роль при виборі конструкції.

1.2 Предмет технічної термодинаміки і її методи

Технічна термодинаміка (ТТД) вивчає закони перетворення теплової і механічної (роботи) енергій, що відбуваються в термодинамічних системах і супроводжуються тепловими ефектами.

Слово «термодинаміка» походить від грецького *therme* - тепло і *dynamis* – сила (сила, як засіб учинення роботи) і це може означати – «рух теплоти». Назва науки виникла в період її заснування – на початку XIX сторіччя.

Історично технічна термодинаміка склалась в процесі вивчення порівняно вузького кола питань, зв'язаних з роботою теплових двигунів, тобто обладнання, в якому за рахунок теплоти, що виділяється при згорянні палива, здобувається механічна енергія.

Термодинамічний метод дослідження заснований на законах (початках) термодинаміки і являє собою їх логічний і математичний розвиток. В чистому виді цей метод є строго **феноменологічним**, тобто він базується на емпіричних даних, установлює зв'язок тільки між макроскопічними характеристиками процесів і залишає осторонь молекулярно-кінетичні уявлення про будову речовини.

Термодинаміка (ТД) при вивченні фізичних явищ допускає не тільки феноменологічний, але і **статистичний** підхід. В другому випадку речовина розглядається як сукупність дуже великої кількості мікрочастинок, про стан речовини судять згідно з

характером їхнього руху.

Термодинаміка побудована **дедуктивно** - частки висновків отримані із загальних законів (початків). Принцип побудови термодинаміки простий. В основу термодинаміки покладені два основних закони (або, як іноді говорять, початки), що установлені дослідним шляхом. Перший закон термодинаміки характеризує кількісну сторону процесів перетворення енергії, а другий закон встановлює якісну сторону (спрямованість) процесів, які відбуваються у фізичних системах.

В залежності від задач дослідження, розглядають технічну, фізичну, хімічну термодинаміку, термодинаміку біологічних систем і т.д.

1.3 Термодинамічна система. Робоче тіло. Зовнішнє середовище

Термодинамічною системою називають сукупність матеріальних тіл, а також полів, які знаходяться в механічній і тепловій взаємодії, а також обмінюються один з одним речовиною.

Термодинамічна система має **границі**, які відокремлюють її від навколишнього середовища. Тіла, що не входять в термодинамічну систему, зветься **навколишнім середовищем**.

Термодинамічну систему відокремлюють від навколишнього середовища **контрольною поверхнею** або **оболонкою**.

В самому загальному випадку система може обмінюватися із навколишнім середовищем речовиною (масообмінні взаємодії) і здійснювати теплові взаємодії, які містять у собі передачу теплоти між окремими тілами системи і між системою і навколишнім середовищем. Така система зветься **відкритою**.

Системи, у яких обмін речовин не відбувається, зветься **закритими системами**.

Система, яка не може обмінюватися теплотою з іншими системами (навколишнім середовищем) зветься **теплоізолюваною** або **адіабатною**.

Система, яка не обмінюється з зовнішнім середовищем або з іншими системами ні енергією, ні речовиною, називається **ізолюваною** чи **замкнутою**.

Обмін енергією у формі теплоти або роботи здійснюється між макроскопічними тілами, які прийнято називати **робочими тілами**. Звичайно, це пари і газу.

1.4 Термодинамічні параметри стану

Властивості кожної термодинамічної системи характеризуються величинами, які прийнято називати **термодинамічними параметрами стану**. До них відносяться: **абсолютна температура, абсолютний тиск, питомий об'єм, внутрішня енергія, ентальпія і ентропія**. Перші три є основними.

1.4.1 Термічні параметри стану

Абсолютна температура (Т) характеризує тепловий стан тіла, або, як іноді говорять, ступінь нагріву тіла.

З погляду молекулярно-кінетичної теорії температура є мірою інтенсивності теплового руху молекул, її чисельна величина однозначно зв'язана з величиною середньої кінетичної енергії молекул речовини. Для ідеального газу ця функціональна залежність визначається з рівняння

$$\frac{m\bar{c}^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \quad (1.1)$$

де m - маса молекули; T - абсолютна температура, К; k - постійна Больцмана, рівна

$1,38054 \cdot 10^{-21}$ Дж / К; \bar{c}^2 - середня квадратична швидкість поступального руху молекул,

$$c = \sqrt{c_1^2 + c_2^2 + \dots + c_n^2} \quad c_1, c_2, c_n - \text{швидкості окремих молекул, що утворюють газ.}$$

З (1.1) витікає, що абсолютна температура завжди позитивна, а нульове значення її відповідає стану повного спокою молекул.

У системі СІ одиницею виміру температур є градус Кельвіна (К).

В даний час приймаються і шкали **Цельсія °С, Фаренгейта °F, Реомюра °R, Ранкіна °Ra.**

Абсолютний тиск (p) обумовлений взаємодією молекул робочого тіла з поверхнею, чисельно дорівнює силі, яка діє на одиницю площі поверхні тіла по нормалях до останнього.

Кінетична теорія газу зв'язує тиск тіла, який знаходиться в рівновазі, наприклад газу або рідини, безпосередньо із середньою кінетичною енергією $mc^2/2$ поступального руху молекул тіла і середнім числом їх n в одиниці об'єму, тобто розглядає p , як статистичну величину

$$p = \alpha \frac{2}{3} n \frac{m\bar{c}^2}{2}, \quad (1.2)$$

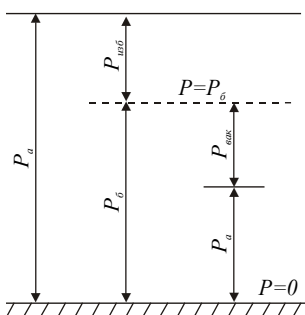
де n - число молекул в одиниці об'єму; α - коефіцієнт стискальності.

Розрізняють **атмосферний** чи **барометричний тиск** p_b ; абсолютний тиск p_a , манометричний чи надлишковий $p_{изб}$ тиск, розрідження, або вакуум $p_{вак}$.

Слід зазначити, що параметром стану є **абсолютний тиск**. Саме він входить у термодинамічні рівняння

$$p_a = p_{изб} + p_{атм}; \quad p_a = p_{атм} - p_{вак}. \quad (1.3)$$

У системи СІ розмірність абсолютного тиску є Па = Н / м². В даний час зустрічаються і позасистемні одиниці вимірювання: атм, мм рт. ст., мм вод. ст..



Питомий об'єм – фізична величина, рівна відношенню об'єму речовини до його маси $V = V / m$. (1.4)

Величина, зворотня до питомому об'єму, називається **густиною речовини** і являє собою масу l м³ робочого тіла

$$\rho = \frac{l}{v} = \frac{m}{V}. \quad (1.5)$$

Рисунок 1.1

1.4.2 Термічні коефіцієнти

Як відомо, кожний з основних параметрів стану системи p, v, T є функцією інших її параметрів: $p = f_1(v; T); \quad v = f_2(p; T); \quad T = f_3(p; v)$. (1.6)

Рівняння стану (1.6) в диференціальній формі мають вид:

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v^o dT + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T^{oo} dv; \quad dv = \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T^{oo} dp + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p^{ooo} dT;$$

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v^o dp + \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p^{ooo} dv. \quad (1.7)$$

В рівняння (1.7) входить шість часток похідних, які попарно оборотні одна одній,

наприклад:
$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = 1; \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = 1$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p = 1. \quad (1.8)$$

Коефіцієнти при диференціалах dp , dT , dv в рівняннях (1.7) називають **термодинамічними характеристиками робочого тіла**. Із шести часток похідних $(\partial p / \partial T)_v$, $(\partial v / \partial p)_T$, $(\partial v / \partial T)_p$, $(\partial T / \partial p)_v$, $(\partial p / \partial v)_T$, $(\partial / \partial v)_p$, приймають самостійний сенс.

В якості незалежних вибирають часткові похідні:
$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p.$$

Часткова похідна $(\partial v / \partial p)_T$ характеризує інтенсивність зміни об'єму при зміні тиску в умовах постійної температури. Відношення цієї величини до початкового об'єму газу V_o , узятє зі зворотнім знаком, називається **коефіцієнтом стиску**, тобто

$$\mu_T = -\frac{1}{V_o} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T, \quad (1.9)$$

Термічний коефіцієнт $(\partial v / \partial T)_p$ характеризує інтенсивність збільшення об'єму при нагріванні при постійному тиску. Відношення цієї величини до початкового об'єму V_o , узятє зі зворотнім знаком, називають **коефіцієнтом об'ємного розширення**, тобто

$$\alpha = -\frac{1}{V_o} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \quad (1.10)$$

Термічний коефіцієнт $(\partial p / \partial T)_v$ характеризує інтенсивність зміни тиску при ізохорному нагріванні тіла. Відношення цієї величини до початкового тиску p_o , називають **коефіцієнтом тиску або коефіцієнтом термічної пружності**, тобто

$$\beta = \frac{p}{p_o} \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p. \quad (1.11)$$

Ці коефіцієнти зв'язані між собою в такий спосіб:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -1, \quad (1.12) \quad \text{або} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p, \quad (1.13)$$

Далі, з огляду на те, що
$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \beta \cdot p_o; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = \mu \cdot v_o; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \alpha \cdot v_o$$

знаходимо
$$\beta \cdot p_o (-\mu \cdot v_o) = -\alpha \cdot v_o, \quad (1.14)$$

або остаточно
$$\beta = \frac{\alpha}{\mu \cdot p_o} \quad \text{або} \quad \alpha = \beta \cdot \mu \cdot p_o. \quad (1.15)$$

1.5 Рівноважний і нерівноважний стани термодинамічної системи. Рівняння стану

Якщо всі термодинамічні параметри стану постійні в часі і однакові у всіх точках системи, то такий стан системи називається **рівноважним**. Якщо між різними точками в системі існують різниці температур, тисків і т.п., то вона є **нерівноважною**. У такій системі під дією градієнтів параметрів виникають потоки теплоти, речовини і т.п., що прагнуть повернути її у стан рівноваги. Досвід показує, що ізольована система з часом завжди

приходить у стан рівноваги і ніколи мимовільно вийти з нього не може.

У класичній термодинаміці розглядаються тільки рівноважні системи.

Для рівноважної термодинамічної системи існує функціональний зв'язок між параметрами стану, який називається **рівнянням стану**.

Досвід показує, що об'єм v , температура T і тиск p найпростіших систем, в яких є гази, пари і рідини, зв'язані термічним рівнянням стану виду

$$f(p; v; T) = 0. \quad (1.16)$$

Існування цієї залежності між основними параметрами обумовлене тим, що величина кожного з них визначається положенням і швидкостями руху молекул, що для кожного стану мають цілком визначені значення. Рівнянню стану можна придати іншу форму:

$$p = f_1(v; T); \quad v = f_2(p; T); \quad T = f_3(p; v).$$

Ці рівняння показують, що з трьох основних параметрів, які визначають стан системи, незалежними є два будь-яких. Термодинамічний стан газу можна вважати відомим, якщо задані значення двох його параметрів, тому що третій параметр можна обчислити з рівняння стану.

1.6 Термодинамічний процес. Рівноважний і нерівноважний, оборотний і необоротний процеси. Кругові процеси (цикли)

В результаті взаємодії термодинамічної системи з навколишнім середовищем (підведення до тіла теплоти або роботи), стан робочого тіла, обумовлений параметрами, змінюється. Таким чином, якщо хоча б один з параметрів стану термодинамічної системи змінюється, то змінюється і стан системи, тобто відбувається **термодинамічний процес**.

Отже, будь-яка зміна в термодинамічній системі, зв'язана зі зміною хоча б одного з її параметрів, називається **термодинамічним процесом**.

Рівноважним процесом називається процес, який представляє собою безупинну послідовність рівноважних станів. У такому процесі фізичні параметри змінюються нескінченно повільно, так що система увесь час знаходиться в рівноважному стані.

Нерівноважним процесом називається термодинамічний процес, який представляє собою послідовність станів, серед яких не всі є рівноважними. У нерівноважному процесі різні частини системи мають різні температури, тиски, густини, концентрації.

Оборотним процесом називається процес, який може відбуватися в прямому і зворотньому (протилежному) напрямках і при тому так, що при зворотньому процесі (тобто при звороті до вихідного стану) система при зміні зовнішніх умов у зворотній послідовності переходить від кінцевого стану до початкового через усі ті ж рівноважні стани, що і у випадку прямого процесу, але тільки в зворотньому порядку, без появи в самій системі або в навколишньому середовищі яких-небудь залишкових кінцевих змін.

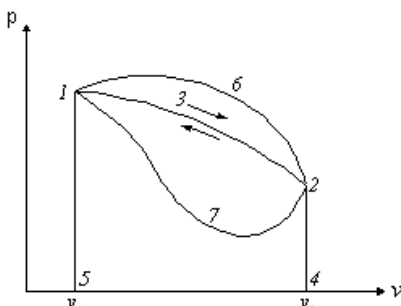
Необоротний термодинамічний процес – це процес, при якому в прямому і зворотньому напрямках система не повертається у вихідний стан.

Для безупинного перетворення теплоти в роботу розімкнутий процес непридатний і повинний бути замінений замкнутим (круговим), названим **циклом**. Для повторного одержання роботи необхідно повернути робоче тіло у вихідний стан, тобто стиснути робоче тіло.

На стискання робочого тіла повинна бути витрачена робота. Процес стискання робочого тіла потрібно здійснювати по шляху, відмінному від шляху процесу розширення. В протилежному випадку сумарна робота, отримана в результаті кругового процесу, буде дорівнюватись нулю

$$l = l_{рас} - l_{сж} = 0, \quad \text{при} \quad l_{рас} = l_{сж}.$$

Тому шлях процесу стискання вибирається таким, щоб робота стискання по абсолютній величині була менше роботи розширення (рис. 1.2).



Робоче тіло розширюється по кривій (1-3-2). При цьому робота розширення чисельно дорівнює пл. (1-3-2-4-5-1).

Процес повернення робочого тіла з кінцевого стану 2 у початковий стан 1 може здійснюватися одним з наступних шляхів:

Рисунок 1.2

1. По кривій стискання (2-3-1). При цьому робота стискання (пл. 2-3-1-5-4-2) буде дорівнюватись роботі розширення (1-3-2-4-5-1). В результаті сумарна робота в такому круговому процесі дорівнює нулю.

2. По кривій стискання (2-6-1), яка розташована над кривою розширення (1-3-2). При цьому робота стискання (пл. 2-6-1-5-4-2) більше роботи розширення (пл.1-3-2-4-5-1). Сумарна робота в такому круговому процесі буде негативною.

3. По кривій стискання (2-7-1), яка розташована нижче кривої розширення. У цьому круговому процесі робота розширення (пл. 1-3-2-4-5-1) більше роботи стискання (пл. 2-7-1-5-4-2), а площа, обмежена замкнутою кривою (1-3-2-7-1), являє собою **корисну роботу** циклу.

Багаторазово, повторюючи такий круговий процес, можна, за рахунок підведення теплоти, одержати будь-яку кількість роботи.

Цикли, в яких теплота перетворюється в позитивну роботу, називаються **прямими**. Такі цикли в p, v - діаграмі протікають по **годинній стрілці**. По прямих циклах працюють теплові двигуни.

Цикли, які протікають проти годинної стрілки, називаються **зворотніми**. В них робота стискання більше роботи розширення. По зворотніх циклах працюють холодильні машини.

Цикли можуть бути **оборотними і необоротними**.

Оборотним термодинамічним циклом називається цикл, усі процеси в якому оборотні.

Необоротним термодинамічним циклом називається цикл, в якому хоча б один зі складових його процесів необоротний.

ЛЕКЦІЯ 2

2.1 Теплота і робота як форми передачі енергії

Фундаментальними поняттями ТТД є теплота і робота.

Теплота і робота представляють дві форми передачі енергії від одного тіла (або системи) до іншого. Одиницею вимірювання теплоти і роботи є **Джоуль**, $Dж = Н / м$.

Процес роботи – макроскопічний, котрий являє собою упорядковану форму передачі енергії в результаті механічної взаємодії макротіл. Обов'язковою умовою механічної роботи є зміна об'єму робочого тіла.

По своїй суті поняття теплоти близько до поняття роботи. Але процес передачі енергії у формі теплоти від одного тіла до іншого являє собою сукупність мікроскопічних процесів (передача енергії при зіткненні молекул). Таким чином, теплота – процес мікрофізичний, який здійснює обмін енергією між системою і навколишнім середовищем на молекулярному рівні. Теплота може передаватися або безпосереднім контактом між тілами (теплопровідністю, конвенцією), або на відстані (випромінюванням), причому у всіх випадках цей процес можливий тільки при наявності різниці температур між тілами. Мірою кількості переданої енергії служить теплота.

Але теплота і робота є нерівноцінними формами передачі енергії. В той час, як робота може бути безпосередньо спрямована на поповнення запасу будь-якого виду енергії (магнітної, електричної, потенційної і т.д.), теплота спрямована на поповнення тільки внутрішньої енергії.

2.2 Термодинаміка ідеального газу

Під ідеальним газом розуміють сукупність матеріальних цілком пружних молекул, що мають зневажливо малі об'єми, які знаходяться в стані хаотичного руху і позбавлені сил взаємодії (тобто сил взаємного притягання і відштовхування).

Відмінність реального газу від ідеального полягає в тому, що в реальному газі тією чи іншою мірою виявляються сили молекулярної взаємодії, і в тому, що фактично молекули його займають, хоча і дуже малі, але цілком конкретні кінцеві по величині об'єми. Чим далі відстоять молекули газу друг від друга і чем менше їх лінійні розміри в порівнянні з відстанями, які відокремлюють їх друг від друга, тим менше стають сили взаємодії між ними, і тим самим менше реальний газ буде відрізнятися від ідеального.

2.3 Основні закони ідеальних газів

Закон Бойля - Маріота (ізотермічний процес)

В 1662 р. Р. Бойль, а в 1676 р. Е. Маріот незалежно один від одного встановили дослідним шляхом залежність питомого об'єму ідеального газу від його тиску при постійній температурі. При $T = const$ питомі об'єми даного газу обернено пропорційні його абсолютним тискам

$$p_1 v_1 = p_2 v_2, \text{ звідки } v_2 / v_1 = p_1 / p_2. \quad (2.1)$$

Закон Гей-Люсака (ізобарний процес)

В 1802 р. Ж. Гей-Люсак, який вивчав поведінку газів при постійному тиску, встановив залежність зміни об'єму ідеального газу від його температури. При $p = const$ питомі об'єми газу прямо пропорційні його абсолютним температурам

$$v_2 / v_1 = T_2 / T_1 \quad v / T = const. \quad (2.2)$$

Закон Шарля (ізохорний процес)

В 1787 р. Ж. Шарль, який досліджував розширення газів, встановив закон зміни тиску ідеального газу від зміни температури при постійному об'ємі. При $v = const$ даної маси газу абсолютні тиски ідеального газу прямо пропорційні його абсолютним температурам

$$p_2 / p_1 = T_2 / T_1; \quad p / T = const. \quad (2.3)$$

Закон Авогадро

В 1811 р. А. Авогадро відкрив важливий для фізики і хімії закон, відповідно до якого в рівних об'ємах різних ідеальних газів при однакових температурі і тиску міститься рівне число молекул.

Це слідує з молекулярно-кінетичної теорії газів. Допустимо, що в двох однакових об'ємах $V_1 = V_2$ двох різних ідеальних газів: заповненому газом 1, знаходиться N_1 молекул цього газу при числі молекул в одиниці об'єму, рівному n_1 , а в другому об'ємі маємо N_2 і n_2 . Маса молекул і тиск газів рівні відповідно m_1 і m_2 і p_1 і p_2 .

Якщо тиски газів однакові, тобто $p_1 = p_2$, то з рівняння (1.2) маємо

$$\frac{2}{3} \cdot n_1 \cdot \frac{m_1 \bar{c}_1^2}{2} = \frac{2}{3} \cdot n_2 \cdot \frac{m_2 \bar{c}_2^2}{2}. \quad (2.4)$$

При однакових температурах ($T_1 = T_2$) кінетична енергія поступального руху молекул однакова, тобто

$$\frac{m_1 \bar{c}_1^2}{2} = \frac{m_2 \bar{c}_2^2}{2}. \quad (2.5)$$

З урахуванням рівності (2.5) з рівняння (2.4) маємо $n_1 = n_2$. (2.6)

Множачи обидві частини рівності (2.6) на об'єм $V_1 = V_2 = V$, одержуємо

$$n_1 V = n_2 V \quad (2.7)$$

$$\text{або } N_1 = N_2 = N. \quad (2.8)$$

З закону Авогадро випливає важливий наслідок. Маса газів в першому і другому об'ємах можна визначити з виражень

$$M_1 = N_1 m_1; \quad M_2 = N_2 m_2. \quad (2.9)$$

Відношення мас молекул газів m_1/m_2 равно відношенню молекулярних мас цих газів μ_1/μ_2 . Отже, можна записати

$$M_1 / M_2 = \mu_1 / \mu_2. \quad (2.10)$$

З цього рівняння витікає, що відношення масових кількостей різних ідеальних газів, які знаходяться у рівних об'ємах і при $p = \text{const}$ і $T = \text{const}$, дорівнює відношенню молекулярних мас цих газів. Перепишемо вираз (2.10) у виді

$$(M_1/V)/(M_2/V) = \mu_1/\mu_2$$

$$\text{чи} \quad \rho_1/\rho_2 = \mu_1/\mu_2. \quad (2.11)$$

Звідси видно, що відношення густин різних ідеальних газів, які знаходяться в рівних об'ємах при рівних тисках і температурах, дорівнює відношенню молекулярних мас цих газів. Замінімо відношення густин газів у рівнянні (2.11) зворотним відношенням питомих об'ємів. Тоді одержимо

$$v_2/v_1 = \mu_1/\mu_2 \quad \text{чи} \quad v_1\mu_1 = v_2\mu_2. \quad (2.12)$$

Отже, при однакових фізичних умовах добуток питомого об'єму газу на його молекулярну масу є величина постійна, не залежна від природи газу - $v \cdot \mu = \text{idem}$.

Добуток $v \cdot \mu = V_\mu$ являє собою об'єм 1 молю питомого газу (**молярний об'єм**).

У Міжнародній системі СІ за одиницю кількості речовини приймається **моль**, під яким розуміють кількість речовини в грамах чисельно рівну його молекулярній масі.

Установлено, що в 1 молі будь-якого ідеального газу міститься $6,022045 \cdot 10^{23}$ молекул. Це зветься **числом Авогадро**.

Оскільки об'єм 1 кмоль ідеального газу при даних p і T не залежить від природи газу, то його можна обчислити по будь-якому газу. Так при НФУ $p = 101,325 \text{ кПа} = 760 \text{ мм рт.ст.}$ і $T = 273,15 \text{ К}$, об'єм 1 кмоль азоту $\mu_{N_2} = 28 \text{ кг/кмоль}$. Тому що густина азоту при НФУ $\rho_{N_2} = 1,25 \text{ кг/м}^3$, то маємо $v_{N_2} = 1/N_2 = 1/1,25 = 0,8 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Отже $V_\mu = \mu_{N_2} \cdot v_{N_2} = \mu_{T_2} / \rho_{T_2} = 28 \cdot 0,8 = 22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$.

З останнього виразу легко визначаються ρ і v будь-якого газу при НФУ

$$v = 22,4/\mu; \quad \rho = \mu/22,4. \quad (2.13)$$

2.4 Рівняння стану ідеального газу. Універсальна газова стала

На підставі законів Бойля-Маріота і Гей-Люсака в 1834 р. Клапейроном було виведене рівняння стану ідеальних газів.

З рівнянь (1.1) і (1.2) слідує, що

$$p = n k T. \quad (2.14)$$

Рівняння (2.14) зветься **основним рівнянням кінетичної теорії газів**.

Розглянемо 1 кг газу. З огляду на те, що в ньому міститься N молекул і, отже $n = N/v$ то одержимо

$$p v = N k T. \quad (2.15)$$

Постійну величину $N k$, віднесу до 1 кг газу, позначають буквою R і називають **газовою сталою**, R (Дж/(кг К)). Тому

$$p v = R T. \quad (2.16)$$

Це рівняння зветься **рівнянням Клапейрона**.

Помноживши рівняння (2.16) на масу m , одержимо рівняння стану для довільної маси газу

$$p V = m R T. \quad (2.17)$$

Рівняння Клапейрона приймає універсальну форму, якщо газову сталу віднести не до 1 кг, а 1 кмоль газу.

Множачи обидві частини рівняння (2.17) на молекулярну масу, одержимо

$$p V \mu = \mu R T \quad (2.18) \quad \text{чи} \quad p V_\mu = R_\mu T, \quad (2.19)$$

де V_μ - молярний об'єм газу, $\text{м}^3/\text{кмоль}$; R_μ - універсальна газова стала, $\text{Дж}/(\text{кмоль К})$.

Рівняння (2.19) у 1874 р. отримано Д. І. Менделєєвим і зветься воно **рівнянням стану для 1кмоль газу або рівнянням Менделєєва – Клапейрона**.

Універсальна газова стала R_{μ} із рівняння (2.19) не залежить від природи речовини і для всіх ідеальних газів в будь-якому стані має одне і те ж значення. Вона може бути розрахована із рівняння (2.19). Так при НФУ $p = 101325$ Па; $T = 273,15$ К; $V_{\mu} = 22,4$ м³/кмоль

$$R_{\mu} = (101325 \cdot 22,4) / 273,15 = 8314,2 \quad \text{Дж/ (кмоль К)}. \quad (2.20)$$

2.5 Суміші ідеальних газів. Закон Дальтона

В ТТД **чистою речовиною** зветься речовина, усі молекули якої однакові. Суміш, що складається з декількох чистих речовин, зветься **розчином**. Чистими речовинами є, наприклад, вода, етиловий спирт, азот, аміак і т.п. Чисті речовини, що складають суміш, зветься **компонентами**.

При розгляді сумішей газів виходять з того, що суміш ідеальних газів, що не вступають в хімічну взаємодію один з одним, так само є ідеальним газом і підкоряється таким же законам. При цьому кожен газ, що входить до складу газової суміші, поводить себе так, начебто він один при даній температурі T займає весь об'єм суміші, тобто рівномірно поширюється по всьому об'єму суміші і здійснює на стінки судини свій тиск, званий **парціальним**.

У 1801р. англійський вчений Дальтон експериментально встановив зв'язок між парціальними тисками окремих газів і тиском суміші в цілому. При постійній температурі повний тиск суміші декількох газів дорівнює сумі їх парціальних тисків

$$p = \sum_{i=1}^n p_i, \quad (2.21)$$

де p_i - тиск i -го газу; n - кількість газів, що складають газову суміш.

2.6 Способи завдання складу суміші

Газова суміш може бути задана **масовими, об'ємними і мольними частками**. Газова суміш, задана масовим складом, характеризується масовими частками.

Масовою часткою компонента g_i зветься відношення маси окремого компонента m_i , що входить у суміш, до маси всієї суміші M_{cm} , тобто $g_i = m_i / M_{cm}$. (2.22)

Очевидно, що маса газової суміші дорівнює сумі мас усіх вхідних до неї газів

$$M_{cm} = \sum_{i=1}^n m_i = m_1 + m_2 + \dots + m_n. \quad (2.23)$$

Визначимо суму масових часток окремих газів

$$\sum_{i=1}^n g_i = g_1 + g_2 + \dots + g_n = \frac{m_1}{M_{cm}} + \frac{m_2}{M_{cm}} + \dots + \frac{m_n}{M_{cm}} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{M_{cm}} = 1. \quad (2.24)$$

Масові частки часто задаються у відсотках (%).

Газова суміш, задана об'ємним складом, характеризується **об'ємними частками**. Об'ємна частка кожного газу виражається відношенням приведенного об'єму газу V_i до повного об'єму суміші V_{cm} $r_i = V_i / V_{cm}$. (2.25)

Приведеним зветься об'єм, що займав би компонент газу, якби його тиск p_i і температура T_i дорівнювали тиску p_{cm} і температурі T_{cm} . Під **парціальним (приведеним) об'ємом компонента суміші V_i** розуміють об'єм цього компонента, отриманий в результаті

його стискання від парціального тиску до тиску суміші при $T = \text{const}$, рівній температурі суміші T_{cm} .

Парціальний об'єм кожного газу визначається за законом Бойля-Маріотта

$$\text{При } T = \text{const.} = T_{cm} \left. \begin{array}{l} p_{cm} V_1 = p_1 V_{cm} \\ p_{cm} V_2 = p_2 V_{cm} \\ \dots\dots\dots \\ p_{cm} V_n = p_n V_{cm} \end{array} \right\} . \quad (2.26)$$

З рівнянь (2.26) маємо

$$V_1 = \frac{p_1 V_{cm}}{p_{cm}}; V_2 = \frac{p_2 V_{cm}}{p_{cm}}; \dots; V_n = \frac{p_n V_{cm}}{p_{cm}} . \quad (2.27)$$

Склавши окремо ліві і праві частини рівнянь (2.27), одержимо

$$v_1 + v_2 + \dots + v_n = \left(\frac{p_1 + p_2 + \dots + p_n}{p_{cm}} \right) \cdot V_{cm} . \quad (2.28)$$

За законом Дальтона $p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i = p_{cm} .$

Отже $V_1 + V_2 + \dots + V_n = V_{cm} .$ (2.29)

Сума парціальних об'ємів газу, що складають суміш, дорівнює об'єму суміші газів (закон Амала).

Сума об'ємних часток газів, що складають суміш, дорівнює одиниці

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = \sum_{i=1}^n r_i = 1 . \quad (2.30)$$

Об'ємні частки часто задаються у відсотках (%).

Газова суміш, задана мольним складом, характеризується мольними частками.

Мольною часткою Y_i зветься відношення кількості молей N_i розглянутого компонента до загальної кількості молей у суміші N_{cm}

$$Y_i = N_i / N_{cm} . \quad (2.31)$$

Цілком очевидно, що сума молей усіх газів, що складають суміш, дорівнює загальному числу молей газової суміші, тобто

$$N_1 + N_2 + \dots + N_n = \sum_{i=1}^n N_i = N_{cm} . \quad (2.32)$$

Сума мольних часток суміші газів дорівнює одиниці

$$Y_1 + Y_2 + \dots + Y_n = \sum_{i=1}^n Y_i = 1 . \quad (2.33)$$

Якщо відомий масовий склад суміші, то по ньому можна знайти її мольний склад.

Маси окремих газів m_i і повну масу суміші M_{cm} можна виразити через число молей наступним чином

$$m_1 = \mu_1 N_1; \quad m_2 = \mu_2 N_2; \dots; \quad m_n = \mu_n N_n .$$

$$M_{cm} = \mu_{cm} N_{cm} = \mu_1 N_1 + \mu_2 N_2 + \dots + \mu_n N_n = \sum_{i=1}^n \mu_i N_i . \quad (2.34)$$

2.7 Теплоємність. Масова, об'ємна і молярна теплоємності. Теплоємність при постійних об'ємі і тиску

Теплоємністю зветься кількість теплоти, необхідної для підвищення температури тіла на один градус. Теплоємність не є постійною величиною і в загальному випадку змінюється зі зміною температури і тиску. Отже, теплоємність даної речовини є екстенсивною властивістю тіла, тобто чим більше речовини в даному тілі, тим більше його теплоємність. Теплоємність одиниці кількості речовини зветься **питомою теплоємністю**. Питома теплоємність тіла залежить від хімічного складу, параметрів стану робочого тіла, а також від виду процесу, в якому тілу передається теплота, оскільки теплота є функцією процесу. Розмірність питомої теплоємності - Дж/(кг (м³, моль) К).

В ТТД розрізняють **питомі масову** c_m , (Дж/(кг К)), **об'ємну** c_v , (Дж/(м³ К)) і **мольну** c_μ (Дж/(моль К)) теплоємності.

Питомою масовою теплоємністю c_m (об'ємною c_v ; мольною c_μ), віднесеною до 1 кг газу (до 1 м³; до 1 кмоль) зветься кількість теплоти, яку необхідно підвести (відвести) до одиниці маси речовини, 1 кг (до одиниця об'єму, 1 м³; до 1 кмоль речовини), щоб змінити його температуру на один градус.

Залежності між питомими теплоємностями встановлюються з наступних виражень:

$$c = \frac{c}{m} = \frac{c_\mu}{\mu} = \frac{c'}{\rho}; \quad c' = c \cdot \rho = \frac{c \cdot \mu}{22,4} = \frac{c}{v}, \quad c_\mu = \mu \cdot c. \quad (2.35)$$

Розрізняють **істинну і середню** теплоємності.

Істинною теплоємністю зветься похідна від кількості теплоти, підведеної до тіла, по температурі цього тіла і визначається вираженням

$$c_{ист} = c = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta T} = \frac{\partial q}{dT}. \quad (2.36)$$

Тобто істинна теплоємність тіла – це його теплоємність при даній температурі. За аналогією розрізняють істинну питому (масову), істинну об'ємну і істинну молярну теплоємності.

Середньою теплоємністю зветься теплоємність в інтервалі температур ($T_2 - T_1$), вона позначається c_m . При зменшенні різниці температур середня теплоємність наближається до істинної

$$c_m \left| \frac{T_2}{T_1} = q / (T_2 - T_1) = \left(c \frac{T_1}{0} \cdot T_2 - c \frac{T_1}{0} \cdot T_1 \right) / (T_2 - T_1). \quad (2.37)$$

В ТТД велике значення мають теплоємності при нагріванні газу в умовах постійних об'ємі і тиску.

Питомою ізохорною теплоємністю зветься кількість теплоти, яку необхідно підвести до робочого тіла в ізохорному процесі з тим, щоб змінити його температуру на 1 К.

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{\partial q}{dT} \right)_v, \quad (2.38)$$

тобто теплоємність тіла при $v = \text{const}$ дорівнює частинної похідної від внутрішньої енергії по температурі. Іншими словами, c_v характеризує темп росту внутрішньої енергії в ізохорному процесі з ростом температури.

Питомою ізобарною теплоємністю зветься кількість теплоти, яку необхідно підвести до робочого тіла в ізобарному процесі з тим, щоб змінити його температуру на 1 К.

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p, \quad (2.39)$$

тобто теплоємність тіла при $p = \text{const}$ дорівнює частинної похідної від ентальпії по температурі. Іншими словами, c_p характеризує темп росту ентальпії в ізобарному процесі з ростом температури.

ЛЕКЦІЯ 3

3.1 Внутрішня енергія як функція стану робочого тіла

Внутрішня енергія позначається U , її розмірність Дж.

Внутрішня енергія системи містить в собі:

- кінетичну енергію поступального, обертального і коливального рухів часток (молекул);
- потенційну енергію взаємодії часток;
- внутрішньоядерну енергію;
- енергію електронних оболонок атомів.

В більшості теплоенергетичних процесів дві останні складові залишаються незмінними. Тому під **внутрішньою енергією** будемо розуміти енергію хаотичного руху молекул і атомів, яка включає енергію поступального, обертального і коливального рухів, як молекулярного, так і внутрішньомолекулярного, а також потенційну енергію сил взаємодії між молекулами.

Кінетична енергія молекул обумовлена швидкістю руху і є однозначною функцією температури. Значення потенційної енергії обумовлено силами взаємодії між молекулами і, отже, залежить від середньої відстані між ними і від займаного газом об'єму V , тобто є однозначною функцією V .

Тому внутрішня енергія є однозначною функцією стану тіла, тобто будь-яких двох незалежних параметрів, які визначають цей стан:

$$u = f_1(p, T); \quad u = f_2(v, T); \quad u = f_3(p, v). \quad (3.1)$$

Величина $u=U/m$ зветься **питомою внутрішньою енергією** і являє собою внутрішню енергію одиниці маси речовини. Її розмірність Дж/кг.

Оскільки внутрішня енергія є функцією стану тіла, то її зміна Δu в термодинамічному процесі не залежить від характеру процесу, а визначається тільки початковим і кінцевим станом тіла

$$\Delta u = u_1 - u_2. \quad (3.2)$$

Отже, нескінченно мале збільшення внутрішньої енергії є повним диференціалом d , а її зміна в якому-небудь процесі

$$\Delta u_{1-2} = \int_1^2 du = u_2 - u_1. \quad (3.3)$$

Внутрішню енергію можна виразити у виді функції v , T , p :

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv, \quad (3.4a); \quad du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T dp, \quad (3.4b)$$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p dv. \quad (3.4b)$$

В ідеальному газу відсутні сили притягання між молекулами і, отже, потенційна енергія його молекул дорівнює нулю. Таким чином, під **внутрішньою енергією ідеального газу** розуміють тільки кінетичну енергію теплових рухів молекул. Отже, внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури газу, тобто $u=f(T)$.

Отже, внутрішня енергія ідеального газу, в якому відсутні сили взаємодії між молекулами, не залежить від об'єму чи тиску газу:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0; \quad \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T = 0,$$

а визначається, як відомо, його температурою, тому похідна від внутрішньої енергії ідеального газу по температурі теж є похідна

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \frac{du}{dT}. \quad (3.5)$$

3.2 Робота розширення. p, v – діаграма

З механіки відомо, що робота є кількісною мірою передачі енергії від одного тіла іншому шляхом механічного впливу. Роботу вимірюють добутком сили, з якою одне тіло діє на інше, на величину переміщення точки прикладення сили. Відповідно до цього одиницею роботи є Дж=Н•м, чи

$$\partial L = F \cdot dx, \quad (3.6)$$

де F - узагальнена сила, N ; x - узагальнена координата.

Припустимо, що 1 кг газу, розширюючись в циліндрі двигуна (рис.3.1), переміщує поршень з т.А в т.В, причому процес зміни стану газу в p, v – діаграмі зображується лінією (1-2). На елементарній ділянці шляху поршня ($a - b$), рівному dy , зміною тиску можна знехтувати, тому елементарна робота газу на цій ділянці складає $\partial l = p \cdot dS \cdot dy$,

де S – площа поршня, m^2 ; p – тиск газу, Па; $p S$ – сила, що діє на поршень.

Але з іншої сторони $S \cdot dy = dV$.

$$\text{Отже} \quad \partial l = p \cdot dv, \quad \frac{N}{m^2} \cdot \frac{m^3}{кг} = \frac{Дж}{кг}. \quad (3.7)$$

Якщо газ розширюється, то $dv > 0$ і $l > 0$, тобто робота розширення газу є величина позитивна. Якщо газ стискується, то $dv < 0$ і $l < 0$, тобто робота стисання є величина негативна.

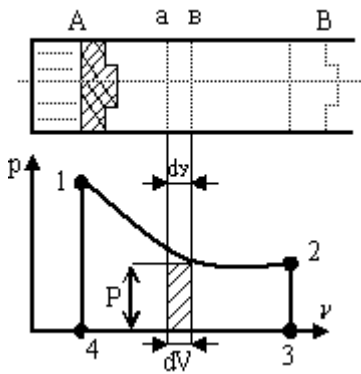


Рисунок 3.1
повним диференціалом .

Залежність $p = f(v)$ можна представити графічно (рис. 3.1). З рисунка видно, що заштрихована площа чисельно дорівнює роботі розширення $\delta l = p dv$, отже, площа (1-2-3-4) під процесом 1-2 дорівнює роботі розширення l_p , що також впливає з рівняння (3.7).

Графічне представлення процесу в системі координат p, v зветься **робочою діаграмою**.

Графічна інтерпретація роботи в p, v – діаграмі наочно показує, що її величина залежить від того, яким шляхом газ переходить з початкового стану в кінцевий. Зі сказаного слідує, що робота, на відміну від внутрішньої енергії, є функцією процесу і не є функцією стану, а її диференціал не є

3.3. Ентальпія робочого тіла як функція стану

Термін **ентальпія** (від грец. euthalpo – нагріваю) введений у 1909 р. Камерлінг-Онессом. В ТТД важливу роль грає величина суми внутрішньої енергії U системи і добутку тиску системи p на величину об'єму V системи, котра зветься **ентальпією** H , Дж.

$$H = U + p V. \quad (3.8)$$

Питома ентальпія $h = H/m$ являє собою ентальпію системи, що містить 1кг речовини, і вимірюється в Дж/кг.

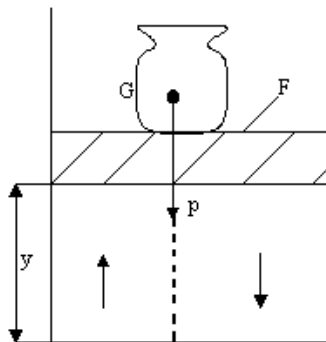


Рисунок 3.2

Щоб краще усвідомити зміст ентальпії, розглянемо повну енергію газу, що знаходиться під тиском p в циліндричній посудині з поршнем (рис.3.2).

Тиск газу врівноважується вантажем вагою pF . Площа поршня- F , висота його розташування- y . Повна енергія E розширеної системи, яка складається з газу і поршня з вантажем, складається з внутрішньої енергії газу U і потенційною енергії поршня з вантажем, рівної $p S y = p V$,

$$\text{так що } E = U + p V = H, \quad (3.9)$$

де $p V$ – характеризує потенційну енергію протитиску газу

зовнішньому тиску (у даному прикладі вантажу $G = pV$), тобто член $(p V)$ чисельно дорівнює роботі, яку потрібно зробити, щоб ввести об'єм газу з вакууму в простір з тиском p .

Отже, ентальпія будь-якої термодинамічної системи являє собою суму внутрішньої енергії системи і потенційної енергії джерела зовнішнього тиску.

Так як вхідні в рівняння (3.9) величини є функціями стану, то і сама ентальпія є функцією стану і тому може бути представлена у виді функції будь-яких двох параметрів стану:

$$h = f_1(p, v); \quad h = f_2(p, T); \quad h = f_3(v, T).$$

Для реального газу ентальпія залежить від тиску і температури $h = f(p, T)$. Це так зване **колористичне рівняння стану газу**.

Для ідеального газу ентальпія, як і внутрішня енергія, є функцією тільки абсолютної температури, тобто

$$h = u + p v = u(T) + R T = h(T). \quad (3.10)$$

Рівняння 1-го закону ТТД у випадку, коли єдиним видом роботи є робота розширення $\partial q = du + pdv$, з врахуванням співвідношення* $pdv = d(pv) - v(dp)$ може бути записане у виді

$$\partial q = d(u + pv) - v \cdot dp = dh - v \cdot dp. \quad (3.11)$$

З цього співвідношення витікає, якщо тиск системи зберігається незмінним, тобто $dp = 0$, $p = \text{const}$, то теплота, яка підведена в ізобарному процесі до системи, витрачається тільки на зміну ентальпії даної системи

$$\partial q_p = dh. \quad (3.12)$$

Ентальпія ідеального газу, так само як і внутрішня енергія ідеального газу, залежить тільки від температури, отже:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = 0 ; \quad \left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_T = 0 ,$$

то вираження (3.12) для ідеального газу запишеться

$$dh = c_p \cdot dT. \quad (3.13)$$

* Перетворення типу $x dy = d(xy) - y dx$ зветься перетворенням Лежандра.

3.4 Аналітичний вираз I-го закону ТТД

Перший початок ТТД є математичним вираженням кількісної сторони закону збереження і перетворення енергії у застосуванні до ТД систем, і являє собою окремий випадок загального закону збереження і перетворення енергії стосовно до теплових явищ.

Розглянемо замкнуту ТД систему, в якій не відбувається обміну масою між робочим тілом і зовнішнім середовищем, а також відсутні інші взаємодії між ними, крім передачі теплоти і здійснення роботи. Нехай до тіла масою m , об'ємом V і температурою T , розташованому в середовищі з деяким тиском p , ззовні (від зрізу) підводиться теплота в кількості ∂q . В результаті температура тіла збільшиться на dT , а об'єм – на dV . Збільшення температури свідчить про відповідне збільшення кінетичної енергії часток тіла (зростає швидкість молекулярного і внутрішньомолекулярного рухів).

Кінетична енергія всіх часток складає внутрішню кінетичну енергію тіла, нехай вона в результаті підвищення температури на dT збільшилася на $du_{\text{кін}}$.

Збільшення об'єму тіла приводить до зміни взаємного розташування молекул (відстані між ними). У загальному випадку, між молекулами діють сили взаємного притягання. Отже, збільшення об'єму приводить, по-перше, до збільшення внутрішньої потенційної енергії тіла (нехай в результаті збільшення об'єму на dV внутрішня потенційна енергія тіла збільшилася на $du_{\text{пот}}$). По-друге, для збільшення об'єму, тіло повинно зробити роботу проти сил тиску навколишнього середовища (нехай для збільшення об'єму на dV необхідно зробити зовнішню роботу рівну ∂l).

Для розглянутого випадку рівняння теплового балансу можна представити в наступній формі

$$\partial q = (du_{\text{кін}} + du_{\text{пот}}) + \partial l. \quad (3.14)$$

Надалі будемо представляти суму внутрішньої кінетичної $du_{\text{кін}}$ і внутрішньої потенційної $du_{\text{пот}}$ енергій як внутрішню енергію тіла du . З урахуванням сказаного, останнє співвідношення можна представити у виді

$$\partial q = du + \partial l. \quad (3.15)$$

Вираження (3.15) являє собою запис I-го закону ТТД. Тобто теплота, що передається системі, йде на збільшення її внутрішньої енергії і на здійснення зовнішньої роботи. Іншими

словами, внутрішня енергія системи зростає на величину підведеної системі кількості теплоти ∂q і зменшується на величину виробленою системою зовнішньої роботи ∂l .

Таким чином, I-ий закон ТТД установлює кількісні співвідношення між видами енергії, але не розглядає умов, при яких протікає перетворення одного виду енергії в інший.

Розглянемо окремі випадки 1-го закону ТТД:

а) $\partial Q = 0$, теплообміну системи з навколишнім середовищем немає, тобто теплота до системи не підводиться і не відводиться. Такий процес зветься **адіабатним**. Для нього рівняння (3.15) приймає вид

$$-dU = \partial L; \quad (3.16)$$

б) $\partial L = 0$, при цьому об'єм тіла не змінюється, тобто $v = \text{const}$. Такий процес зветься **ізохорним**. Для нього рівняння 1-го закону ТТД має вид

$$\partial Q = dU, \quad (3.17)$$

тобто вся підведена від зовнішнього середовища теплота витрачається на збільшення внутрішньої енергії тіла;

в) $dU = 0$, при цьому немає зміни внутрішньої енергії системи, тобто температура залишається постійною. Такий процес зветься **ізотермічним**. Для нього вираження 1-го закону ТТД має вид

$$\partial Q = \partial L, \quad (3.18)$$

тобто вся підведена від середовища теплота витрачається на здійснення тілом роботи.

3.5. Ентропія як параметр стану термодинамічної системи

Термін **ентропія** (від грец. entropia – міра перетворень) введений в 1865 році Клаузіусом.

Поняття про ентропію будується на основі наступних розумінь.

Рівняння I-го закону ТТД, як відомо, має вид $\partial q = du + pdv$ чи $\partial q = du + \partial l$.

В цьому рівнянні ∂q не є повним диференціалом, оскільки в праву частину рівняння входить член ∂l , який не є повним диференціалом, тому що робота не є параметром стану газу, а функцією процесу (тобто щоб проінтегрувати праву частину цього вираження потрібно знати залежність p від v , тобто процес, який робить газ). Внаслідок цього, рівняння не можна проінтегрувати в інтервалі двох довільно обраних станів газу.

Як відомо з математики, усякий двочлен можна представити у виді повного диференціала, якщо його помножити на так званий інтегруючий множник. Таким інтегруючим множником для елементарної кількості теплоти ∂q є $1/T$, тобто одержуємо

$$\frac{\partial q}{T} = \frac{du}{T} + \frac{\partial l}{T}. \quad (3.19)$$

Рівняння (3.19) можна представити в іншому виді

$$\frac{\partial q}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \cdot \frac{dv}{v}, \quad \text{так як } du = c_v dT, \quad \text{а } p/T = R/v. \quad (3.20)$$

Виразення (3.20) говорить про те, що $\partial q/T$ являє собою повний диференціал деякої функції S (тобто $\partial q/T = dS$) є параметром стану газу, оскільки вона залежить тільки від двох параметрів газу і тому не залежить від того, яким шляхом газ з одного стану перейшов в інший. Цей параметр стану газу зветься **ентропією** газу і позначається через S і має розмірність Дж/К.

Ентропію, віднесену до 1 кг газу звать **питомою ентропією газу**, позначається s і вимірюється в Дж/(кг К).

Проінтегрував обидві частини рівності (3.20) по будь-якому шляху переходу зі стану 1 у стан 2, одержимо

$$\int_1^2 \partial q/T = \int_1^2 dS = S_2 - S_1 = \Delta S. \quad (3.21)$$

Зі сказаного очевидно, що ентропія є функцією будь-якої пари параметрів стану:

$$S = f_1(p, T); S = f_2(v, T); S = f_3(p, v); S = f_4(u, v); S = f_5(h, T); \text{ і т.д.}$$

Таким чином, ентропію можна визначити із рівнянь I-го закону ТТД

$$dS = \frac{\partial q}{T} = \frac{du}{T} + \frac{pdv}{T} = \frac{dh}{dT} - \frac{vdp}{T}; \quad dS = \frac{\partial q}{T} = c_v \frac{dT}{T} + \frac{Rdv}{v} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p};$$

$$\int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{\partial q}{T} = c_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + R \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = c_p \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} - R \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p};$$

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \cdot \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \cdot \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = c_v \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) + c_p \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right). \quad (3.22)$$

В оборотних процесах dS і ∂q мають однаковий знак, тому що T має тільки позитивний знак. Тоді при підведенні теплоти до робочого тіла $\partial q > 0$, ентропія збільшується, при відводі теплоти $\partial q < 0$ ентропія зменшується, в процесі без відведення і підведення теплоти $\partial q = 0$ (адіабатний процес) ентропія залишається постійною $dS = 0$.

Таким чином, по характеру зміни ентропії можна судити про напрямок процесу переносу теплоти.

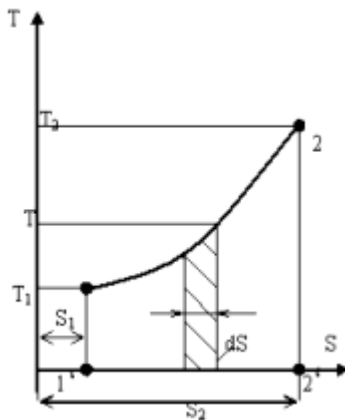
З (3.21) витікає, що кількість теплоти, яка брала участь у тому чи іншому ТД процесі при зміні стану робочого тіла від стану 1 до стану 2 можна виразити таким чином

$$q = \int_1^2 T \cdot dS. \quad (3.23)$$

3.6 Теплова T, S – діаграма

Поняття ентропії дозволяє ввести надзвичайно зручну для ТД розрахунків T,S – діаграму, на якій (як і на p, v – діаграмі) стан ТД системи зображується крапкою, а рівноважний ТД процес – лінією, рисунок 3.3.

Любий оборотний ТД процес, зображений у p, v – діаграмі, може бути перенесений у T, S – діаграму. Для цього треба знати рівняння процесу $f(p, v)=0$ і залежність $S=f(p, v)$



ентропії від параметрів стану p і v . Для відшукування точки процесу на діаграмі по рівнянню стану і відомих значеннях v і p визначають температуру T та значення ентропії S .

T, S – діаграма дає представлення про кількість теплоти, підведеної чи відведеної до робочого тіла в процесі у виді площі під процесом (пл.1-2-2'-1'). Це слідує з рівняння $\partial q = TdS$.

По T, S – діаграмі можна судити також про напрямок теплообміну між джерелом теплоти і робочим тілом.

Рисунок 3.3

Як вже відзначалося, напрямок теплового потоку повинний збігатися з алгебраїчним знаком dS , тому що абсолютна температура T – завжди позитивна величина. Таким чином, оборотний процес зі збільшенням ентропії йде з підведенням теплоти, а оборотний процес зі зменшенням ентропії йде з відведенням теплоти від робочого тіла.

3.7 Рівняння Майєра

Відповідно до I-го закону ТТД для закритих систем маємо

$$\partial q = du + p dv. \quad (3.24)$$

З урахуванням співвідношення (3.4.a) і (3.24) маємо

$$\partial q = \left(\frac{du}{dT} \right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \cdot dv. \quad (3.25)$$

Для ізохорного процесу ($v = \text{const}$) це рівняння приймає вид

$$\partial q_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT, \text{ з огляду на те, що } \partial q_v = c_v dT, \text{ одержимо}$$

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v, \quad (3.26)$$

тобто **ізохорна теплоємність** тіла дорівнює частинної похідної від його внутрішньої енергії по температурі і характеризує темп росту внутрішньої енергії в ізохорному процесі з ростом температури.

Для ізобарного процесу ($p = \text{const}$) з рівняння (3.25) і $c_p = \frac{\partial q_p}{dT}$ одержуємо,

підставляючи значення ∂q з рівняння (3.25) у вираження $c_p = \frac{\partial q_p}{dT}$:

$$c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p; \quad (3.27) \quad c_p = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad (3.28)$$

Це рівняння показує зв'язок між c_p і c_v . Для ідеального газу воно значно спрощується. Дійсно, внутрішня енергія ідеального газу визначається тільки його

температурою і не залежить від об'єму, тому $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0$ і крім того, з рівняння

Клапейрона $p \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = R$, звідки

$$c_p = c_v + R. \quad (3.29)$$

Це співвідношення зветься **рівнянням Майєра** і є одним з основних в ТТД.

Множачи всі члени рівняння (3.29) на молекулярну масу μ в результаті одержимо

$$\mu \cdot c_p - \mu \cdot c_v = \mu R = 8,314 \text{ кДж/(кмоль К)}. \quad (3.30)$$

З цього рівняння витікає, що для ідеальних газів різниця мольних теплоємностей є величина постійна, рівна універсальній газовій ста

ЛЕКЦІЯ 4

4.1 Основні термодинамічні процеси ідеальних газів

Термодинамічний аналіз будь-якої системи складається з наступного:

- виявити рівняння процесу;
- встановити зв'язок між початковими і кінцевими параметрами робочого тіла;
- розрахувати величину роботи та зміни об'єму робочого тіла;
- розрахувати кількість теплоти, підведеної під час процесу до робочого тіла або відведеної від нього, і величину теплоємності робочого тіла;
- розрахувати величину зміни внутрішньої енергії;
- розрахувати величину зміни ентальпії робочого тіла;
- розрахувати величину зміни ентропії робочого тіла.

4.2 Політропний процес

Політропними процесами зуться процеси, які відбуваються при постійній теплоємності і які викликають підведення теплоти до робочого тіла або відведення теплоти від нього. Отже, у будь-якому політропному процесі, розподіл теплоти між значеннями, які характеризують зміну внутрішньої енергії і роботу газу, залишається незмінним, тобто відношення

$$\frac{du}{\partial q} \cdot \frac{c_v dT}{cdT} \cdot \frac{c_v}{c} = const.$$

де c – постійна для даного процесу теплоємність газу або $c_x = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_x$, тобто

$$T \frac{dS}{dT} = const.$$

Для того, щоб вивести рівняння оборотного політропного процесу ідеального газу і, скориставшись їм, проаналізувати основні властивості цього процесу, використовуємо загальне рівняння 1-го закону ТТД, яке виражає витрату теплоти в будь-якому процесі:

$$\partial q = cdT = c_v dT + pdv, \quad (4.1) \quad (c - c_v) \cdot dT - pdv = 0. \quad (4.2)$$

Скористаємося характеристичним рівнянням стану газу $p v = R T$, продиференціював яке, отримаємо $p dv + v dp = R dT$, тобто $dT = (pdv + vdp) / R$.

Вирішивши спільно рівняння (4.1) і (4.2), отримаємо $(c - c_v) \cdot (pdv + vdp) / R - pdv = 0$.

Розкривши скобки, маємо

$$c \cdot pdv + c \cdot vdp - c_v \cdot pdv - c_v \cdot vdp - R \cdot pdv = 0.$$

Згрупувавши доданки, які містять добутки vdp і pdv , а також, з огляду на те, що $c_p = c_v + R$, після алгебраїчних перетворень будемо мати $(c - c_p)pdv + (c - c_v)vdp = 0$

Розділивши цю рівність на $(c - c_v)$, отримаємо
$$\left[\frac{(c - c_p)}{(c - c_v)} \right] \cdot pdv + v \cdot dp = 0$$

Позначивши через $n = \left[\frac{(c - c_p)}{(c - c_v)} \right]$, отримаємо
$$n p dv + v dp = 0.$$

Розділивши цю рівність на $p v$, після інтегрування і наступного потенціювання, отримаємо:

$$n(dv/v) + dp/p = 0; \quad n \cdot \int_{v_1}^{v_2} (dv/v) + \int_{p_1}^{p_2} (dp/p) = 0;$$

$$n \ln(v_2/v_1) + \ln(p_2/p_1) = 0,$$

звідси маємо $(v_2/v_1)^n = (p_1/p_2)$; і остаточно $p \cdot v^n = const$. (4.3)

Рівняння (4.3) зветься рівняння політропного процесу, $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$ - **показник політропи**.

політропи.

Показник політропи може приймати будь-яке чисельне значення в межах від $-\infty$ до $+\infty$, але для даного процесу він є величиною постійною.

Зв'язок між параметрами p , v , T , а саме:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}; \quad (4.4); \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{n}{n-1}}; \quad (4.5)$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/n} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{n-1}}. \quad (4.6)$$

Робота політропного процесу

Оскільки робота зміни об'єму газу в будь-якому процесі виражається рівнянням $\partial \ell = p dv$, то для політропного процесу відповідно до рівнянь політропи, маємо $p = p_1 (v_1/v)^n$, отже

$$\begin{aligned}
l &= \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^n}{v^n} dv = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n} = \frac{p_1 v_1}{1-n} \left(\frac{1}{v_2^{1-n}} - \frac{1}{v_1^{1-n}} \right) = \\
&= \frac{1}{n-1} \left(\frac{p_1 v_1^n}{v_1^{n-1}} - \frac{p_2 v_2^n}{v_2^{n-1}} \right) = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \\
&= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Кількість **теплоти**, яка підводиться до системи (або відводиться від неї), у політропному процесі визначається таким чином:

$$q = (u_2 - u_1) + l, \quad \text{так як } du = c_v dT \quad \text{і} \quad l = \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1), \quad \text{то одержуємо}$$

$$q = c_v (T_2 - T_1) + \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1) = \left(c_v + \frac{R}{1-n} \right) (T_2 - T_1)$$

але $\partial q = c dT$ тобто $q = c (T_2 - T_1)$ і отже

$$c (T_2 - T_1) = \left(c_v + \frac{R}{1-n} \right) (T_2 - T_1) \quad \text{після перетворень (з огляду на те, що } c_p / c_v = k) \text{ маємо}$$

$$c = c_v + \frac{R}{1-n} = \frac{c_v - c_v n + R}{1-n} = \frac{c_p - c_v n}{1-n} = c_v \left(\frac{k-n}{1-n} \right) = c_v \frac{n-k}{n-1}$$

$$\text{Звідки} \quad q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) = c_n (T_2 - T_1), \tag{4.8}$$

де $c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}$ - теплоємність ідеального газу в політропному процесі.

При $c_v, k, n = \text{const}$ і $c_n = \text{const}$, тому політропний процес іноді визначають, як процес з постійною теплоємністю.

Зміна внутрішньої енергії в політропному процесі

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1). \tag{4.9}$$

$$\text{Зміна ентальпії в політропному процесі} \quad \Delta h = h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p (T_2 - T_1). \tag{4.10}$$

Зміна ентропії в політропному процесі

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \partial q / T = c_n \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \tag{4.11}$$

При русі газу в потоці, **розташовувана робота** у політропному процесі дорівнює

$$l_p = l + p_1 v_1 - p_2 v_2 = l + RT_1 - RT_2 = l + R(T_1 - T_2). \tag{4.12}$$

4.3 Ізохорний процес

Процес, в якому не змінюється питомий, а отже і повний об'єм пари або газу, зветься **ізохорним**. Лінія, яка зображує ізохорний процес, зветься **ізохорною**.

Графічна інтерпретація ізохорного процесу представлена на рисунку 4.1.

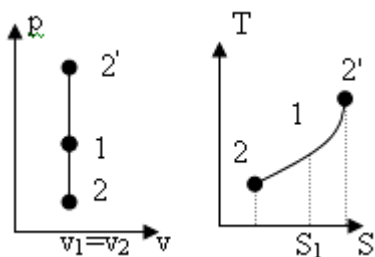


Рисунок 4.1

Дослідження процесу проведемо, користуючись рівнянням політропного процесу $pv^n = const$.

Для цього, стосовно до кожного процесу, будемо знаходити характерні значення показника політропи по

формулі $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$. Для ізохорного процесу $c = c_v$, отже

$$n = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_v} = \frac{-R}{0} = \pm\infty$$

Щоб уникнути одержання невизначеності, перетворимо рівняння політропи, витягаючи корінь n-го ступеня з обох частин рівняння. Тоді одержуємо

$$p^{\frac{1}{n}} v = p^{\frac{1}{\infty}} v = v = const. \quad (4.13)$$

З рівнянь взаємозв'язку між параметрами p , T , v в політропному процесі

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \quad \text{і з огляду на те, що } \frac{n-n}{n} = 1 - 1/n \text{ при } n = \pm\infty,$$

отримаємо $p_2/p_1 = T_2/T_1$ або $p/T = const$, тобто в ізохорному процесі тиск газу змінюється прямо пропорційно його абсолютній температурі.

Робота зміни об'єму в ізохорному процесі $\partial l_v = p dv = 0$, так як $v = const$, то $dv = 0$.

Теплота ізохорного процесу q . Так як $\partial l_v = 0$, то з 1-го закону ТТД слідує, що $\partial q_v = du_v$, тобто вся підведена до газу в ізохорному процесі теплота цілком витрачається на збільшення внутрішньої енергії, а відведення теплоти супроводжується зменшенням Δu . Як

відомо, $\partial q_v = c_v dT$, то можна записати $q_v = \Delta u_v = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1)$. (4.14)

Зміна **внутрішньої енергії** ізохорного процесу. Так як при $v = const$, $\partial q_v = \Delta u_v$, то зміна Δu_v може бути знайдена згідно (4.14).

Зміну **ентропії** можна розрахувати $S = S_2 - S_1 = c_v \ln(T_2/T_1)$. (4.15)

Якщо ізохорний процес протікає в потоці газу, то **розташовувана робота** l_{vp} в цьому процесі дорівнює $l_{vp} = l_v + p_1 v_1 - p_2 v_2 = v(p_1 - p_2)$. (4.16)

Так як $l_v = 0$, $v_1 = v_2 = v$.

4.4 Ізобарний процес

При ізобарному процесі виконується умова $p = const$ і $dp = 0$. Цей процес відповідає закону Гей-Люсака (рис.4.2).

Для ізобарного процесу $c = c_p$, отже

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = 0/R = 0.$$

Тому $pv^n = \text{const}$, і остаточно рівняння ізобари описується рівнянням $p = \text{const}$.

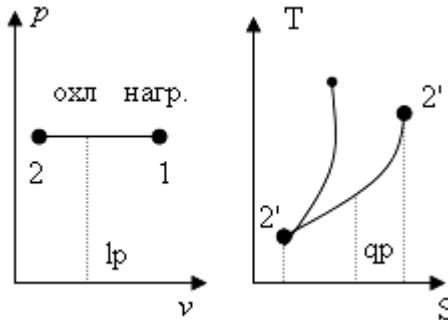


Рисунок 4.2

З рівняння взаємозв'язку між параметрами p, T, v в політропному процесі при $n = 0$ для ізобарного процесу маємо $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$, тобто в цьому процесі об'єм газу змінюється прямо пропорційно його абсолютній температурі.

Робота зміни об'єму в ізобарному процесі визначається інтегруванням вираження $\partial l = p dv$, при $p = \text{const}$

$$l_p = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p \cdot (v_2 - v_1) = R \cdot (T_2 - T_1). \quad (4.17)$$

Отже, робота газу в ізобарному процесі позитивна тільки в тому випадку, якщо температура газу збільшується.

Кількість теплоти, яка підводиться газу в ізобарному процесі визначається по формулі $\partial q = dh - v dp$, тому що $dp = 0$, тоді $\partial q_p = dh = c_p dh = c_p (T_2 - T_1)$. (4.18)

Зміну **ентальпії** Δh_p можна знайти так $\partial q = du + p dv$.

Згідно перетворення $p dv = d(pv) - v dp$, звідки $\partial q = du + d(pv) - v dp$ або $\partial q = dh - v dp$ так як $\partial q = d(u + pv) - v dp$, якщо $dp = 0$, то $\partial q_p = dh_p$.

Отже $\partial q_p = dh_p = c_p (T_2 - T_1)$. (4.19)

Зміна **внутрішньої енергії** ізобарного процесу $u_p = c_v (T_2 - T_1)$, при $c_p = \text{const}$. (4.20)

Зміну **ентропії** знайдемо із наступного рівняння

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(p_2/p_1), \text{ так як } p_1 = p_2, \text{ то } S_p = c_p \ln(T_2/T_1), \quad (4.21)$$

тобто температурна залежність ентропії при ізобарному процесі теж має логарифмічний характер, але оскільки $c_p > c_v$, то ізобара в T, S – діаграмі йде більш полого, ніж ізохора.

Якщо ізобарний процес протікає в потоці газу, тоді **розташована робота** в цьому процесі дорівнює $l_{расч.} = l + p_1 v_1 - p_2 v_2 = 0$. (4.22)

4.5 Ізотермічний процес

При ізотермічному процесі виконується умова $dT = 0$ чи $T = \text{const}$.

Таким чином, видно, що це можливо, якщо $c_T = \infty$.

На підставі цього можна визначити n для ізотермічного процесу

$$n = \frac{c_T - c_p}{c_T - c_v} = \frac{1 - c_p / c_T}{1 - c_v / c_T} = \frac{1 - c_p / \infty}{1 - c_v / \infty} = 1.$$

Отже, рівняння кривої, яке виражає ізотермічний процес в системі координат p, v , має вид

$$p v = \text{const} \quad \text{чи} \quad T = \text{const}. \quad (4.23)$$

Зв'язок між параметрами газу для ізотермічного процесу $p_2 / p_1 = v_1 / v_2$. (4.24)

Таким чином, в ізотермічному процесі відношення абсолютних тисків обернено пропорційно відношенню питомих об'ємів.

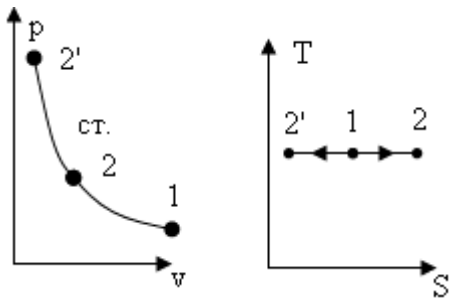


Рисунок 4.3

На рисунку 4.3 представлено ізотермічний процес p, v - і T, S - діаграмах.

Як бачимо, на p, v - діаграмі, ізотерма є рівнобічною гіперболою, для якої осі координат асимптоти. А в T, S - діаграмі ізотерма є горизонтальною прямою.

Робота зміни об'єму в ізотермічному процесі

$$l_T = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} (RT / v) dv = RT \ln(v_2 / v_1) = RT \ln(p_1 / p_2) \quad (4.25)$$

$$p_1 v_1 \ln(v_2 / v_1) = p_1 v_1 \ln(p_1 / p_2)$$

Так як $T = \text{const}$, то $dT = 0$, тому зміна **внутрішньої енергії** ізотермічного процесу

$$du_T = c_v dT = 0. \quad (4.26)$$

Оскільки в ізотермічному процесі $dT = 0$, то з 1-го закону ТТД слідує, що **кількість теплоти**, яка підводиться к газу в ізотермічному процесі,

$$\partial q = \partial \ell_T = RT \ln(v_2 / v_1) = RT \ln(p_1 / p_2) = p_1 v_1 \ln(v_2 / v_1) = p_1 v_1 \ln(p_1 / p_2) = T dS, \quad (4.27)$$

тобто уся теплота ізотермічного процесу перетвориться в роботу процесу, а внутрішня енергія газу не перетерплює зміни.

Так як $T = \text{const}$, то $dT = 0$, тому зміна **ентальпії** ізотермічного процесу

$$dh_T = c_p dT = 0. \quad (4.28)$$

Зміна **ентропії** ізотермічного процесу

$$\Delta S_T = S_2 - S_1 = \int_1^2 \partial q_T / T = R \ln(v_2 / v_1) = R \cdot \ln(p_1 / p_2). \quad (4.29)$$

Якщо ізотермічний процес протікає в потоці газу, то **розташовувана робота** може бути визначена в такий спосіб $l_{\text{Трас}} = l_T + p_1 v_1 - p_2 v_2 = l_T$ так як $p_1 v_1 = p_2 v_2$. (4.30)

4.6 Адіабатний процес

При адіабатному процесі теплообмін робочого тіла з навколишнім середовищем відбувається тільки у формі роботи енергообміну, а у формі теплоти – ні, тобто робоче тіло передбачається ізольованим від навколишнього середовища ідеальною тепловою ізоляцією. Ці умови виражаються співвідношенням $q = 0$, а отже і $\partial q = 0$.

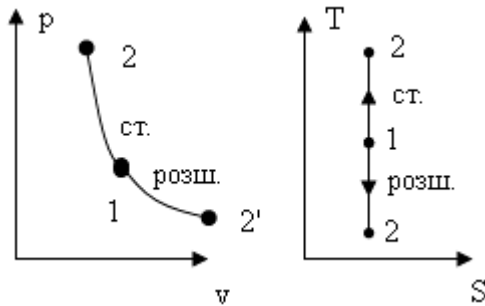
З рівняння $\partial q = c_v dT \Rightarrow c_s = 0 \Rightarrow n = \frac{c_s - c_p}{c_s - c_v} = \frac{-c_p}{-c_v} = k.$

Отже, рівняння адіабати має вид $p \cdot v^k = \text{const}, \quad (4.31)$

де k – показник адіабати, інакше названий коефіцієнтом Пуасона, який може бути

виражений і за допомогою рівняння Майєра $k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + R}{c_v} = 1 + \frac{R}{c_v}$. (4.32)

На рисунку 4.4 приведений адіабатний процес. Відповідно до класичної кінематичної теорії, теплоємність газу не залежить від температури, тому можна вважати, що величина k також не залежить від температури і визначається числом ступіней свободи молекули.



Для одноатомного газу $k = 1,67$; для двоатомного газу $k = 1,40$; для трьохатомного газу $k = 1,29$.

Зв'язок між параметрами стану в адіабатному процесі

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (4.33)$$

Рисунок 4.4

Робота розширення об'єму робочого тіла в адіабатному процесі

$$l_s = -\int_{T_1}^{T_2} du = -c_v \int_{T_1}^{T_2} dT = c_v(T_1 - T_2) = -\frac{R}{k-1}(T_1 - T_2), \quad (4.34)$$

так як $p_1 v_1 = RT_1; p_2 v_2 = RT_2$, то можна записати

$$l_s = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}\right] = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}\right] = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \quad (4.35)$$

Теплота адіабатного процесу $\partial q_s = 0$.

Зміна **внутрішньої енергії** адіабатного процесу, як слідує з 1-го закону ТТД $du_s = -\partial l_s$. Отже, зміну внутрішньої енергії газу можна розрахувати по (4.35).

Зміна **ентальпії** адіабатного процесу

$$h_s = \int_1^2 c_p dT = c_p(T_2 - T_1) = k c_v(T_2 - T_1) = k \Delta U = -k l_s. \quad (4.36)$$

Зміна **ентропії** адіабатного процесу $dS = 0$.

Розташовувана робота адіабатного процесу в потоці газу визначається

$$l_{sppac} = -k l_s = k c_v(T_1 - T_2). \quad (4.37)$$

4.7 Аналіз узагальненого політропного процесу

Для визначення закону, по якому в p, v - і T, S -діаграмах розташовуються політропи, які виходять з однієї крапки, розглянемо графіки частних процесів зміни стану газів у зазначених діаграмах (рис. 4.5).

З цих графіків видно, що в p, v - діаграмі політропи при розширенні газу розташовуються тим крутіше, чим більше їхній показник n . При стисканні газу спостерігається зворотня закономірність, що політропи, які виходять з однієї крапки, розташовуються тим більш полого, чим менше їх n .

Звернемо увагу, що лінії простих (окремих) процесів розділяють усі можливі процеси, які проходять через ту саму початкову крапку, по деяких типових причинах.

Ізохора ($n = \pm\infty$) поділяє всі процеси на дві групи. Усі процеси політропи, що розташовані праворуч ізохори, характеризують розширення газу, ліворуч – стискання.

Ізобара ($n=0$) також поділяє криві всіх політропних процесів на 2 групи. Криві, що розташовані нижче ізобари, характеризують процеси зі зменшенням тиску, а вище ізобари – зі збільшенням тиску.

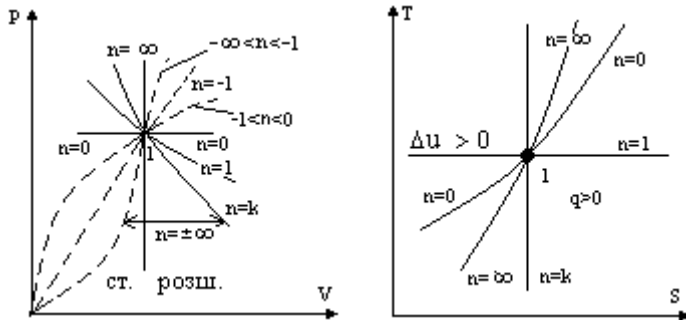


Рисунок 4.5

Ізотерма ($n=1$) також поділяє всі процеси на 2 групи. Усі процеси, що розташовані вище ізотерми, протікають зі збільшенням внутрішньої енергії (з ростом температури), а нижче ізотерми – зі зменшенням внутрішньої енергії (зі зменшенням температури).

Адіабата ($n=k$) поділяє всі процеси на 2 групи. Політропи, що розташовані праворуч адіабати, протікають з підведенням теплоти, а ліворуч її – з відведенням теплоти.

При $-\infty < n < 0$ політропи в p, v – діаграмі являють собою криві, що позначені пунктиром (рис.4.5), які проходять через початок координат, причому при $n > -1$ крива спрямована опуклістю нагору, а при $n < -1$ – опуклістю вниз; при $n = 1$ політропа являє собою пряму лінію.

При $0 < n < \infty$ політропи мають в p, v – діаграмі гіперболічний характер.

На підставі викладеного видно, що позитивна робота буде відбуватися у всіх політропних процесах, для яких т.2 буде розташовуватися праворуч т.1 на p, v – діаграмі.

Кількість теплоти буде позитивною, тобто вона буде підводитися к газу у всіх політропних процесах, для яких т.2 буде розташовуватися праворуч т.1 на p, v – діаграмі.

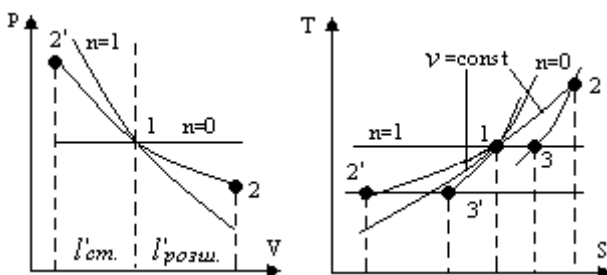
Внутрішня енергія буде зростати для всіх політропних процесів, в яких т.2 буде розташовуватися вище т.1 на T, S – діаграмі.

Політропні процеси по особливостях перетворення енергії можна розбити на 3 групи:

Перша група $0 \leq n \leq 1$

Побудуємо в p, v і T, S – діаграмах політропні процеси з граничними значеннями показника n даної групи. Тоді політропа розширення 1-2 і політропа стискання 1-2' пройдуть відповідно між ізобарою і ізотермою розширення і стискання (рис.4.6).

Оскільки процеси розширення при $p = \text{const}$ і $T = \text{const}$ можуть здійснюватися лише з підведенням теплоти, то, природньо, що політропа 1-2, розташована між ними, в T, S – діаграмі піде вправо, тобто $S_2 > S_1$. Температура робочого газу в ізобарному процесі розширення росте і у всіх процесах розширення, які лежать нижче ізобари в p, v – діаграмі, але вище ізотерми розширення, температура також буде зростати, тому що теплота, яка підводиться, буде витрачатися крім роботи і на збільшення внутрішньої енергії. Отже, в T, S – діаграмі $T_2 > T_1$, тобто T_2 лежить вище T_1 .



Проводячи по T_2 ізохору до перетинання з ізотермою з T_1 , отримаємо в T, S – діаграмі графічне зображення u для процесу 1-2 ($T_1 = T_3$ по побудові, тому $u_{1-2} = u_{2-3} = q_{2-3}$, що у T, S – діаграмі графічно зображується площею під ізохорою 2-3). Таким чином, в

політропному процесі 1-2 величини l , q , u будуть позитивні і по рівнянню 1-го закону

Рисунок 4.6

ТТД отримаємо

$q = u + l$.

Графічно робота виразиться як різниця площ під кривою процесу 1-2 і ізохорою 2-3 в T, S – діаграмі.

Друга група $1 < n \leq k$

Границями розглянутого випадку політропних процесів в p, v - і T, S – діаграмах будуть ізотерма ($n = 1$) і адіабата ($n = k$). В p, v – діаграмі політропа розширення 1-2 і політропа стискування 1-2' пройдуть відповідно між ізотермою і адіабатою розширення і стискування (рис.4.7). Ізотермічний процес розширення може відбуватися тільки з підведенням теплоти, і всі процеси, розташовані нижче ізотерми розширення, але вище адіабати розширення, також вимагають підводу теплоти, і тільки на нижній границі (адіабаті) процес розширення буде

відбуватися без підведення теплоти. Отже, політропа 1-2 в T, S - діаграмі піде вправо, тобто $S_2 > S_1$.

Температура робочого тіла при ізотермічному розширенні залишається постійною, а у всіх процесах, розташованих нижче ізотерми, у тому числі і в адіабатному процесі, температура знижується, тому що

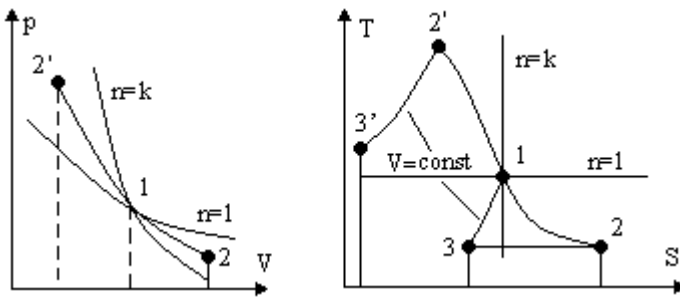


Рисунок 4.7

внутрішня енергія в цих процесах зменшується. В адіабатному процесі робота розширення відбувається тільки за рахунок зменшення внутрішньої енергії газу. Тоді в T, S – діаграмі $T_2 < T_1$, тобто T_2 буде лежати нижче T_1 .

Провівши з T_1 ізохору 1-3 до перетинання з ізотермою з T_2 , одержимо в T, S – діаграмі графічне зображення Δu для процесу 1-2. Отже, в процесі 1-2 робота l і теплота q будуть позитивні, а Δu - негативно, і по рівнянню 1-го закону ТТД будемо мати $|q| = -|\Delta u| + |l|$ чи $|q| + |\Delta u| = |l|$, тобто графічно робота для процесу 1-2 виразиться як сума площ під кривою процесу 1-2 (q) і ізохорою 1-3 (Δu). Тобто робота розширення l здійснюється як за рахунок підведення теплоти q , так і за рахунок зменшення внутрішньої енергії.

Третя група ($k < n < \infty$).

Границями розглянутого випадку політропних процесів в p, v - і T, S – діаграмах буде адіабата $n = k$ і ізохора $n = \infty$. В p, v – діаграмі політропа розширення 1-2 і політропа стискування 1-2' пройдуть відповідно між адіабатою розширення і ізохорою охолодження газу і між адіабатою стискування і ізохорою нагрівання газу (рис.4.8).

Усі процеси розширення, які в p, v – діаграмі проходили вище адіабати, вимагали підведення теплоти до газу (1-а і 2-а група політропних процесів), сам адіабатний процес розширення здійснюється при $q = 0$. При ізохорному процесі охолодження газу, від нього відводиться теплота, отже і всі процеси розширення газу, розташовані між адіабатою і ізохорою, будуть проходити з відведенням теплоти від робочого тіла, тобто політропа 1-2 на T, S – діаграмі піде вліво, тому що $S_2 < S_1$.

Оскільки температура, як при адіабатному розширенні, так і при ізохорному охолодженні газу, знижується, то в будь-якому процесі, який відбувається між ними, кінцева температура буде менше початкової, тобто внутрішня енергія газу в цих процесах буде

зменшуватися і на T, S – діаграмі т.2 буде нижче т.1. Продовживши ізохору, яка проходить через т.1, до перетинання з ізотермою з т.2 в т.3, одержимо на T, S – діаграмі графічне зображення Δu для процесу 1-2 (як площа над ізохорою 1-3). Таким чином, в процесі 1-2 робота розширення $l_{\text{розш.}}$ позитивна, а теплота $q_{\text{розш.}}$ і зміна внутрішньої енергії Δu – негативні.

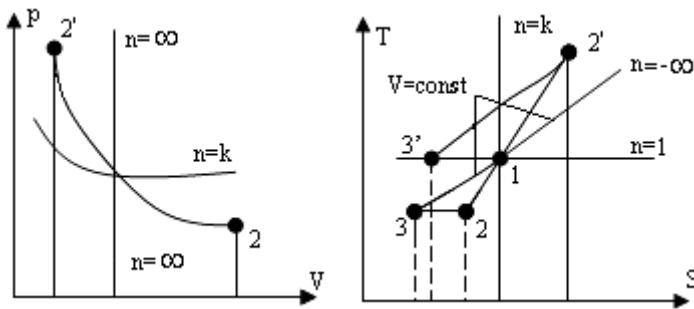


Рисунок 4.8

Таким чином, графічно робота $l_{\text{розш.}}$ виразиться для процесу 1-2 різницею площ під ізохорою 1-3 (Δu) і під кривою процесу 1-2 (q). Отже, робота $l_{\text{розш.}}$ і відвід теплоти q у процесі розширення здійснюється тільки внаслідок зменшення внутрішньої енергії газу. Подібні процеси спостерігаються в холодильних установках.

ЛЕКЦІЯ 5

5.1 Суть II-го закону ТТД

Першим законом ТТД встановлюються лише кількісні співвідношення при взаємних перетвореннях теплоти і роботи.

Зокрема, при теплообміні можна було б припустити, що теплота може передаватися як від тіла з більшою температурою до тіла з меншою температурою, так і навпаки. При цьому, згідно I-го закону ТТД накладається тільки одна умова - щоб кількість теплоти, відданої одним тілом, дорівнювала кількості теплоти, прийнятої іншим тілом. Проте не всі процеси реально існують.

Розгляд питань про можливість здійснення того або іншого процесу, його вірогідного напрямку, а також межі його розвитку є змістом другого закону (або другого початку) термодинаміки.

Найбільш загальним формулюванням II-го закону ТТД можна вважати формулювання, запропоноване Больцманом: "Природа прагне до переходу від менш вірогідних станів до більш вірогідних".

Мимовільне перетворення теплоти в роботу в природі не спостерігається, воно може бути досягнуте лише технічними засобами при забезпеченні ряду умов і неповністю. Підсумовуючи цей досвід М. Планк запропонував наступне формулювання II-го закону ТТД: «Неможливо побудувати періодично діючу теплову машину, результатами дії б якої були тільки отримання механічної роботи і охолодження джерела теплоти».

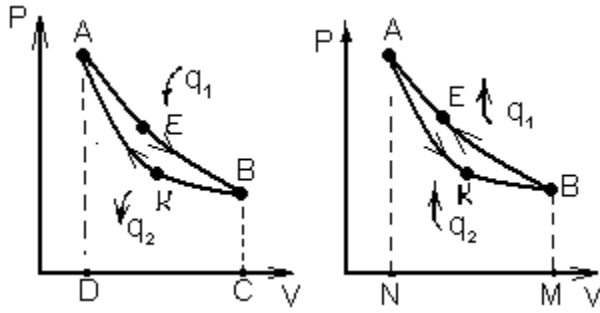
Формулювання Планка стосовно роботи теплового двигуна слід розуміти таким чином. Теплота може бути частково перетворена на роботу лише за допомогою робочого тіла. Лише частина теплоти, одержаної робочим тілом від джерела, може переходити в роботу, інша частина неминуче повинна віддаватися деякому холодному тілу (холодильнику, приймачу теплоти), що і є процесом, який компенсує немимовільність перетворення теплоти в роботу.

Таким чином, для здійснення немимовільного процесу отримання роботи за рахунок теплоти, необхідні наступні умови: такі, як наявність щонайменше двох джерел теплоти - з більшою і меншою температурами, і робочого тіла.

Другий закон ТТД можна представити у формі сукупності двох незалежних закономірностей (частин).

Першу частину називають II-м законом ТТД для оборотних процесів або принципом існування ентропії. Другу частину називають другим законом ТТД для необоротних процесів, або принципом зростання ентропії.

Щоб з'ясувати умови, при яких здійснюється процес перетворення теплоти в роботу, і зрозуміти суть II-го закону ТТД, розглянемо, як повинен змінюватися стан робочого тіла в такій безперервно діючій машині, як поршневий тепловий двигун.



Якщо робоче тіло з початкового стану т.А (рис.5.1) переходить через т.Е в кінцевий стан — т.В, то одержана при цьому робота вимірюватиметься пл. ABCD. Якщо робоче тіло з т.В повернеться в т.А тим самим шляхом, яким воно переміщувалося, то витрачена на це робота також буде дорівнювати площі

Рисунок 5.1

ABCD, і в результаті такого кругового процесу або циклу, робота буде дорівнювати 0. Отже, потрібно робоче тіло повернути з кінцевого стану т.В не по дорозі BEA, а по дорозі ВКА, тобто лінія процесу стискання повинна розташовуватися нижче за лінію процесу розширення, тоді робота розширення пл. AEBСD буде більше роботи стискання пл. ВСДАК. В результаті такого процесу буде одержана робота, яка дорівнює різниці робіт розширення і стискання, тобто пл. AEBСD — пл. ВСДАК = пл. AEBK.

Одержана робота $l_{кор}$ може бути використана для обертання машин і механізмів (тобто у власних потребах) і називається **корисною роботою**. Отже, корисна робота циклу в p, v — діаграмі зображується площею, яка укладена усередині кругового процесу або циклу.

Якщо робоче тіло в прямому циклі в процесі розширення АЕВ одержало від гарячого (вищого) джерела теплоту q_1 , а в процесі стискання ВКА віддало холодному (нижчому) джерелу кількість теплоти q_2 , то різниця $q_1 - q_2 = q_{ц}$. Теплота зникає в перебігу циклу в результаті перетворення її в механічну енергію, тобто, відповідно до I-го закону ТТД $q_{ц} = l_{ц}$. Віддача деякої кількості теплоти нижчому джерелу необхідна для того, щоб знизити температуру робочого тіла і тим самим зменшити споживання роботи на його стискання, тобто, безповоротність втрат цієї кількості теплоти (віддане холодному джерелу) є компенсацією за отримання корисної роботи. Оскільки в круговому процесі робоче тіло повертається в первинний стан, то $\Delta U_{ц} = 0$.

Таким чином, суть II-го закону ТТД в тому, що безперервне отримання роботи з теплоти можливо тільки за умови передачі частини відібраної від гарячого джерела теплоти холодному джерелу. Також показує, що теплота сама собою може переходити лише від тіла з вищою температурою до тіла з нижчою температурою.

В інший бік теплота може переходити лише за умови витрати енергії із зовні, тобто, при наявності компенсаційних процесів.

У зворотньому циклі напрям величин q_1 і q_2 змінюється на зворотнє, тобто теплота q_1 передається робочому тілу від холодного джерела, а теплота q_2 віддається гарячому джерелу. Отже, в зворотньому циклі теплота переходить від холодного тіла до гарячого, але це повинно обов'язково супроводжуватися витратою роботи. Зворотні цикли здійснюються в холодильних установках.

5.2 Термічний ККД і холодильний коефіцієнт циклів

Дослідження будь-якого прямого циклу показує, що для отримання позитивної роботи необхідно до робочого тіла на деякій ділянці циклу підвести теплоту q_1 від зовнішнього джерела і відвести на іншій ділянці циклу теплоту q_2 зовнішньому джерелу теплоти. При цьому на шляху АЕВ робоче тіло зробить роботу розширення $l_{роз} = \text{пл. AEBСD}$, а на шляху ВКА — роботу стискання $l_{ст} = \text{пл. AKBCD}$. В результаті здійснення прямого циклу назовні буде

віддана позитивна робота, яка дорівнює різниці між роботою розширення і стискання. Ця робота $l_{кор} = l_{роз} - l_{ст}$.

Співвідношення між кількістю теплоти q_1 і q_2 і корисною роботою $l_{кор}$ визначається I-м законом ТТД

$$Q = Q_1 - Q_2 = U_2 - U_1 + L_{ц} . \quad (5.1)$$

Оскільки в циклі кінцевий стан тіла співпадає з початковим, то зміна внутрішньої енергії робочого тіла не відбувається (зважаючи на здійснення кругового процесу і того, що внутрішня енергія є функцією стану) і дорівнює 0, тому ($U_2 = U_1$; $U_2 - U_1 = 0$)

$$q_1 - q_2 = l_{ц} . \quad (5.2)$$

Чим більше підведена теплота q_1 і чим менше відведена q_2 , тим більша кількість теплоти перетворюється в циклі в роботу, а отже, тим вище ефективність циклу.

Ступінь досконалості перетворення теплоти в механічну роботу в ТД циклі оцінюється термічним коефіцієнтом корисної дії. Термічним ККД η_t ТД циклу називається відношення роботи, здійсненої в прямому оборотному термодинамічному циклі, до теплоти, підведеної робочому тілу від зовнішніх джерел

$$\eta_t = (q_1 - q_2) / q_1 = (l_{ц} / q_1) = 1 - (q_2 / q_1) . \quad (5.3)$$

Термічний ККД циклу показує, яку кількість одержаної теплоти машина перетворює на роботу в конкретних умовах протікання ідеального циклу. Чим більше, тим досконаліше цикл і теплова машина. Значення термічного ККД завжди менше 1. Якби $\eta_t = 1$, то або

$q_1 = \infty$, або $q_2 = 0$, що на практиці нездійснено, оскільки $q_1 = \infty$ суперечить здоровому глузду, а $q_2 = 0$ – суперечить II-му закону ТТД.

Розглянемо тепер зворотній цикл, який проходить в напрямі проти годинникової стрілки і зображується в p, v - діаграмі (рис. 5.1) пл.АЕВК. Розширення робочого тіла в цьому циклі здійснюється при нижчій температурі, ніж стиснення і робота розширення пл. АКВМ виходить менше роботи стискання пл. АЕВМН.

У зворотньому циклі від холодного джерела з температурою T_2 підводиться до робочого тіла теплота q_2 і витрачається робота $l_{ц}$, що переходить в рівну кількість теплоти, які разом передаються гарячому джерелу з температурою T_1 $q_1 = q_2 + l_{ц}$. (5.4)

Таким чином, при витраті ззовні роботи, теплота перетікатиме від холодного джерела до гарячого.

Ступінь досконалості зворотнього циклу визначається **холодильним коефіцієнтом ε** . Холодильний коефіцієнт циклу є відношенням кількості теплоти q_2 , відведеної в зворотньому термодинамічному циклі від охолоджуваної системи до роботи $l_{ц}$, витраченої в цьому циклі

$$\varepsilon = q_2 / l_{ц} = q_2 / (q_1 - q_2) . \quad (5.5)$$

Холодильний коефіцієнт показує, що перехід теплоти з вищого на нижчий рівень не є процесом мимовільним і може бути здійснений лише за наявності компенсуючого процесу - перетворення певної кількості роботи в теплоту, яка передається потім гарячому теплоприймачу разом з тепловою, яку забирають у холодного джерела теплоти.

На відміну від циклу теплового двигуна, холодильний коефіцієнт ε може бути і менше і більше і рівний 1.

5.3 Прямий і зворотній цикли Карно

В 1824р. французький інженер С. Карно запропонував цикл ідеального теплового двигуна, що складається з двох ізотерм і двох адіабат і представляє собою замкнутий процес, який здійснює робоче тіло за наявності двох джерел теплоти - нагрівача (гарячого джерела) з температурою T_1 і холодильника (холодного джерела) з температурою T_2 . Причому $T_1 = \text{const}$ і $T_2 = \text{const}$, оскільки передбачається, що теплоємність кожного з джерел теплоти такі

великі, що відбір робочим тілом теплоти від вищого джерела теплоти (ВДТ) і передача її нижчому джерелу теплоти (НДТ) практично не міняє їх температури.

Прямий цикл Карно є найбільш здійсненим, в p, v -діаграмі зображено на рисунку 5.2. Припустимо, 1 кг робочого тіла знаходиться в циліндрі під поршнем. Стінки повністю теплоізолюють циліндр, що забезпечує можливість здійснення адіабатного процесу зміни стану газу. Проте, у разі потреби газ може приходити в зіткнення з 2-ма джерелами теплоти.

Початковий стан газу в p, v -діаграмі характеризується т.1 та відповідний крайньому лівому положенню поршня циліндру-вища мертва точка (ВМТ). Перший такт циклу, в перебігу якого циліндр знаходиться у контакті з нагрівачем (ВДТ), полягає в розширенні газу. Газ має високий тиск, тисне на поршень, прагнучи виштовхнути його з циліндра. В результаті поршень переміщується і колінчастий вал повертається, здійснюючи робочий хід двигуна. Цей такт є ізотермічним, при цьому, щоб подолати прагнення газу до охолодження по мірі розширення, до нього необхідно підводити енергію від нагрівача. Тому даний етап роботи двигуна є не тільки робочим — він характеризується також процесом поглинання газом теплоти, відібраної від ВДТ.

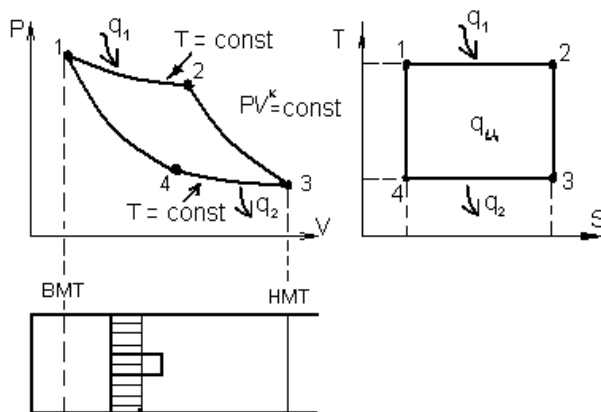


Рисунок 5.2

Щоб цикл став корисним, необхідно зробити так, щоб не вся робота, одержана в робочому ході, витрачалася при поверненні газу до первинних параметрів. Потрібно знайти спосіб знизити тиск газу усередині циліндра так, щоб на стадії стискання була потрібна менша робота по зворотньому входженню поршня, ніж на стадії розширення. Один з таких способів знизити тиск газу полягає в зниженні його температури, тобто охолодженні газів.

Цього можна досягти включивши в

цикл стадію адіабатного процесу розширення. Тому істотним етапом для циклу Карно є «розмикання» теплового контакту з нагрівачем, перш ніж поршень виявиться повністю висунутим (т.2 на рисунку 5.2). Колінчастий вал продовжує повертатися, а газ - розширюватися. Проте тепер це розширення відбувається адіабатно, так що при цьому падають як тиск, так і температура газу, і він приходить в стан, відповідний т.3. Стадія розширення від т.2 до т.3. також є робочим ходом, проте тепер використовується енергія, яка запасена в самому газі, оскільки він вже не може поповнювати її за рахунок нагрівача.

Далі слід починати повернення газу до початкового стану. Перший крок полягає у всуванні поршня в циліндр і зменшенні об'єму газу до первинного значення. На цьому етапі (від т.3 до т.4) необхідно зробити роботу, для чого слід привести газ знову в тепловий контакт (але цього разу з холодильником), щоб,наскільки можливо, знизити тиск (а отже і зменшити роботу по стисканню газу). По мірі всування поршня газ нагрівається, проте завдяки тепловому контакту з холодильником температура газу підтримується низькою, оскільки надмірна енергія переходить від газу до холодильника.

В результаті стискання потрапляємо в т.4. Тепер об'єм газу став майже таким же, як і в початковому стані, проте температура газу знизилася. Тому, перш ніж колінчастий вал зробить повний оберт, порушимо тепловий контакт циліндра з холодильником і дамо можливість температурі газу зрости за рахунок роботи, що здійснюється над ним в процесі адіабатного стискання. Якщо момент переривання адіабатного стискання вибраний

правильно, то завершальний момент входження поршня не тільки стисне газ до його первинного об'єму, але і нагріє його знов до початкової температури.

Важливо, що вдалося не тільки замкнути цикл, повернувши поршень в початкове положення, але і одержати при цьому певну позитивну роботу. Послідовність процесів стала циклічною, проте тепер вона стала ще і корисною з погляду виконання роботи.

Зрозуміло, робота в циклі Карно $l_{\text{ц}}$ в p, v -діаграмі вимірюється пл.(1-2-3-4-1), обмеженою двома ізотермами 1-2 і 3-4 і двома адіабатами 2-3 і 4-1, корисна теплота $q_{\text{ц}}$ в T, S -діаграмме вимірюється площею прямокутника (1-2-3-4).

Визначимо для цього циклу його **термічний ККД**.

Як вже наголошувалося

$$q_{\text{ц}} = q_1 - q_2 = l_{\text{ц}}.$$

Виходячи з рівнянь кількості теплоти, що підводиться (що відводиться) до системи в ізотермічному процесі, маємо

$$q_2 = RT_2 \ln(v_3/v_4); \quad q_1 = RT_1 \ln(v_2/v_1).$$

Рівняння (5.3) для термічного ККД циклу Карно можна представити в наступному вигляді

$$(\eta_t = 1 - (q_2/q_1) = 1 - (T_2 \cdot \ln(v_3/v_4))/(T_1 \cdot \ln(v_2/v_1)), \quad (5.7)$$

З рівнянь співвідношення параметрів в адіабатному процесі 2-3 і 4-1, слідує, що

$$v_3/v_2 = (T_1/T_2)^{\frac{1}{k-1}}; \quad \text{і} \quad v_4/v_1 = (T_1/T_2)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Отже, маємо

$$v_3/v_2 = v_4/v_1, \quad \text{або} \quad v_3/v_4 = v_2/v_1 \quad \text{і} \quad \ln(v_3/v_4) = \ln(v_2/v_1)$$

З цього отримуємо

$$\eta_t = 1 - (T_2/T_1). \quad (5.8)$$

З формули (5.8) виходить:

1. η_t залежить виключно від температури гарячого джерела і від температури холодильника;
2. η_t збільшується при зростанні температури гарячого джерела T_1 і при зменшенні температури холодильника T_2 ;
3. η_t завжди менше 1,0, оскільки це могло б бути лише при $T_2/T_1=0$, але $T_1=\infty$ суперечить здоровому глузду, а $T_2=0$ суперечить II-му закону ТТД;
4. η_t при $T_1=T_2$ рівний 0, що указує на неможливість перетворення теплоти в роботу, якщо всі тіла системи мають однакову температуру, тобто знаходяться в тепловій рівновазі.

Цикл Карно є еталоном при оцінці досконалості будь-яких циклів теплових двигунів, оскільки цикл Карно встановлює межу перетворення теплоти в роботу в теплових двигунах при заданому температурному інтервалі.

Зворотній цикл Карно

Уявимо собі тепер, що цикл Карно розглянутий раніше (рис.5.2) здійснюється в зворотній послідовності. Робоче тіло з початкового стану т.1 адіабатно розширюється до т.4, далі робоче тіло розширюється до стану т.3 і йому при цьому від нижчого джерела (холодильника) підводиться теплота q_2 . Від стану т.3 під дією зовнішніх сил робоче тіло спочатку адіабатно стискається до стану т.2, потім ізотермічно стискається до стану т.1 і при цьому від нього відводиться теплота q_1 до верхнього (гарячого) джерела.

В цьому випадку повна робота циклу негативна і складається з сумарної негативної (і більшої за абсолютною величиною) роботи стискання і з сумарної позитивної (і меншої за абсолютною величиною) роботи розширення. Це означає, що робота здійснюється

зовнішніми силами і перетвориться в теплоту, що спочатку сприймається робочим тілом, а потім передається ним верхньому джерелу. Таким чином, на відміну від прямого циклу Карно зворотній здійснюється за рахунок зовнішньої роботи.

З приведеного аналізу витікає наступне:

1. для зворотнього циклу Карно характерне те, що робочому тілу підводиться теплота менше, ніж від нього відводиться;
2. робота, що здійснюється зовнішнім середовищем, перетворюється в теплоту, що сприймається робочим тілом;
3. теплота, що відбирається від холодного джерела, разом з теплою, одержаною в результаті перетворення в неї зовнішньої роботи стискання (адиабатний процес 3-4), передається гарячому джерелу.

Зворотній цикл Карно є ідеальним циклом холодильних машин. В цьому випадку основним призначенням циклу є отримання можливо більшого холодильного ефекту, тобто максимальної кількості теплоти, відведеної від охолоджуваного середовища, при мінімальній витраті роботи.

Для оцінки холодильного ефекту циклу служить відношення

$$\varepsilon = q_2 / (q_2 - q_1) = q_2 / l_u . \quad (5.9)$$

Чим більше цей коефіцієнт, тим вище економічність циклу

$$\varepsilon = (q_2 / q_1) - 1 = (T_2 / T_1) - 1 . \quad (5.10)$$

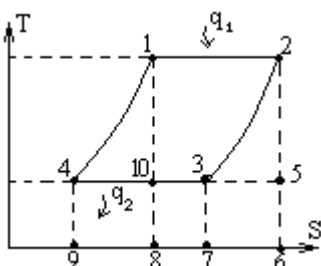
5.4 Регенеративний узагальнений цикл Карно

Як відомо, найвищий термічний ККД при заданих температурах T_1 і T_2 має цикл Карно. Проте, той же самий ККД можна одержати в так званому регенеративному циклі, що описується двома ізотермами 1-2 і 3-4 з температурами T_1 і T_2 і двома політропами 2-3 і 4-1, якщо установку доповнити пристроєм, названим регенератором. Призначення регенератора-поглинати при нескінченно малій різниці температур теплоту розширення, яка характеризується відрізком 2-3, а також повертати назад робочому тілу цю теплоту в процесі стискання 4-1 (рис.5.3).

Оскільки криві 2-3 і 4-1 еквідистантні, то пл.(2-6-7-3-2) і пл. (1-8-9-4-1) рівні між собою, тобто кількість теплоти, що віддається в процесі 2-3, дорівнює кількості теплоти, що підводиться в процесі 4-1.

Установка працює наступним чином

На шляху 1-2 робоче тіло одержує від джерела теплоту q_1 рівну пл.(1-2-6-8-1). На шляху 2-3 тіло віддає регенератору теплоту q_{2-3} , рівну пл.(2-3-7-6-2), потім на шляху 3-4 віддає теплоту q_2 , рівну пл.(3-7-9-4-3) і на закінчення циклу одержує від регенератора теплоту, яка дорівнює пл.(1-8-9-4-1).



Таким чином, теплота, що віддається регенератору на шляху 2-3, повністю повертається тілу на шляху 4-1, і, отже, на весь цикл витрачається кількість теплоти q_1 , що і в циклі Карно (1-2-5-10-1) і віддається холодному джерелу та ж кількість q_2 , що і у вказаному циклі Карно (1-2-5-10-1) бо пл.(3-7-9-4-3) рівна пл.(5-6-8-10-5). При рівності q_1 і q_2 для обох циклів (1-2-3-4) і (1-2-5-10) їх роботи і ККД теж будуть однаковими, оскільки

$$\eta_{(1-2-5-10)} = 1 - (T_2 / T_1) . \quad (5.12)$$

Рисунок 5.3

Ступінь регенерації визначається відношенням пл.(1-8-9-4) і пл.(2-6-7-3). Якщо ці площі рівні, то регенерація називається повною. Якщо ні, то неповною.

Регенеративний цикл був вперше запропонований в 1827 р. і пізніше застосований в повітряному двигуні. Повітряні двигуни з ряду причин розповсюдження не одержали. Принцип же регенерації з успіхом застосовується в сучасних теплових двигунах і металургійних печах. В останньому випадку газ, що відходить, пропускають через регенеративну камеру і нагрівають цеглу, укладену в ній клітками. Потім газ перемикають на іншу таку ж камеру, а через першу у зворотньому напрямі пропускають повітря, яке подається в піч і підвищує при проході через камеру свою температуру за рахунок теплоти насадки.

ЛЕКЦІЯ 6

6.1 Математичний вираз II-закону ТТД

Для оборотного циклу Карно маємо

$$\eta = 1 - (q_2 / q_1) = 1 - (T_2 / T_1).$$

Звідки

$$(q_1 / T_1) = (q_2 / T_2) \quad \text{або} \quad (q_1 / T_1) - (q_2 / T_2) = 0.$$

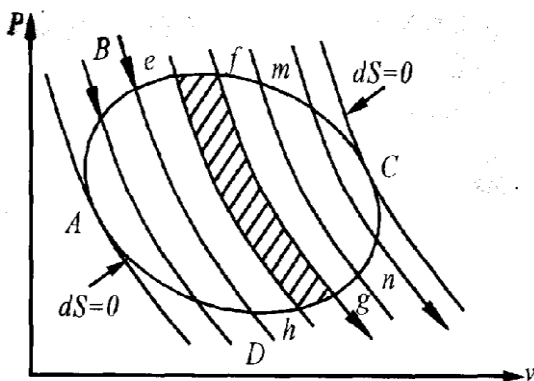
Враховуючи, що теплота q_1 позитивна, а теплота q_2 негативна, запишемо

$$(q_1 / T_1) + (q_2 / T_2) = 0 \quad \text{або} \quad \sum q / T = 0. \quad (6.1)$$

Це можна припустити, якщо під q_2 розуміти не абсолютну кількість теплоти, яку віддає робоче тіло холодильнику з температурою T_2 , а його алгебраїчне значення яке негативне.

Відношення q/T називається зведеною теплотою. З рівняння (6.1) виходить, що в оборотному циклі Карно алгебраїчна сума зведеної теплоти дорівнює нулю.

Неважко показати, що рівність (6.1) справедлива не тільки для циклу Карно, але і для



будь-якого оборотного циклу. З цією метою розглянемо в p, v - діаграмі довільний оборотний цикл (рис. 6.1). Проведемо велику кількість близько розташованих адіабат, які розіб'ють довільний цикл на нескінченно велику кількість елементарних циклів (e-f-g-h), (f-m-n-g) і т.д. Кожен такий елементарний цикл складається з двох адіабат і двох елементарних відрізків контура даного циклу. Зважаючи на нескінченно малі довжини цих відрізків, зміни температури по ним так само нескінченно малі.

Рисунок 6.1

Отже, в межах ці відрізки можна вважати ізотермами, а цикли - елементарними циклами Карно. Сукупна дія елементарних циклів однакова з дією кругового циклу ABCD.

Робота розширення по адіабаті f-g циклу (e-f-g-h) дорівнює роботі стискання по адіабаті g-f циклу (f-m-n-g). Таким чином, адіабатні процеси кінець кінцем не впливають на величину роботи, теплота ж під час цих процесів не підводиться і не відводиться. Сумарна

дія елементарних циклів зводиться до сукупної дії елементарних процесів e-f, f-n, n-g, g-h і т. д., тобто однаково з дією кругового процесу по контуру ABCD.

Для кожного елементарного циклу Карно справедливо співвідношення (6.1). Підсумовуючи ці співвідношення для всіх елементарних циклів, для даного довільного циклу одержимо

$$\sum_{i=1}^n \Delta q_i / T_i = 0. \quad (6.2)$$

У межах для нескінченно великого числа цих елементарних циклів, тобто для циклу ABCD

$$\lim \sum_{i=1}^n \Delta q_i / T_i = \oint \partial q / T.$$

Розраховуючи (6.2), маємо

$$\oint \partial q / T = 0. \quad (6.3)$$

Відомо, якщо інтеграл по замкнутому контуру дорівнює нулю, то підінтегральний вираз є повним диференціалом деякої функції стану S, називається ентропією, тобто

$$dS = \partial q / T \quad \text{або} \quad \partial q = T dS. \quad (6.4)$$

Цей вираз, одержаний Клазіусом в 1834г, є математичним виразом II закону термодинаміки для оборотного циклу і називається **першим інтегралом Клазіуса**.

Для **необоротного циклу** термічний ККД менше, ніж термічний ККД циклу Карно, тобто

$$\eta_T \text{ необ} < \eta_T \text{ об}. \quad \text{Звідки} \quad \frac{q_2}{q_1} > \frac{T_2}{T_1} \quad \text{або} \quad \frac{q_2}{T_2} > \frac{q_1}{T_1}. \quad (6.5)$$

Враховуючи, що теплота q_2 - величина негативна (алгебраїчне значення теплоти q_2 , що відводиться, негативне), нерівність (6.5) можна представити у вигляді

$$(q_1 / T_1) + (q_2 / T_2) < 0 \quad \text{або} \quad \sum_{i=1}^n q / T < 0. \quad (6.6)$$

Ця нерівність показує, що алгебраїчна сума приведених теплот для необоротного циклу Карно менше нуля, тобто є величиною негативною.

Для довільного необоротного циклу, складеного з нескінченно великої кількості необоротних елементарних циклів, маємо

$$\oint (\partial q / T) < 0. \quad (6.7)$$

Ця нерівність є математичним виразом II-го закону ТТД для довільного необоротного циклу і називається **другим інтегралом Клазіуса**. Узагальнюючи приведені міркування для оборотних і необоротних кругових процесів, можна написати

$$\oint (\partial q / T) \leq 0, \quad (6.8)$$

де знак рівності відноситься до оборотних циклів, і є **аналітичним виразом II-го закону ТТД**.

Рівняння (6.8) показує, що приріст ентропії змінюється оберненопропорційно до температури. Отже, ентропія побічно через температуру характеризує кількість теплоти, яка може бути перетворена в роботу, тобто її поняття тісно переплітається з суттю II-го закону ТТД, що встановлює умови, при яких в теплових двигунах можливий перехід теплоти в роботу.

6.2 Об'єднані рівняння I-го і II-го законів термодинаміки

Як відомо, аналітично II закон ТТД виражається в наступному вигляді

$$dS \geq \partial q / T \quad \text{або} \quad TdS \geq \partial q. \quad (6.9)$$

Відомо, що відповідно до рівняння I-го закону ТТД

$$\partial q = du + \partial l. \quad (6.10)$$

Підставимо значення ∂q з цих виразів відповідно в рівняння (6.9), одержимо

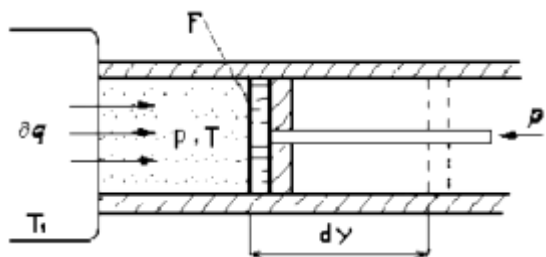
$$TdS \geq du + pdv. \quad (6.11)$$

Це співвідношення називається **об'єднаним рівнянням I-го і II-го законів ТТД**. Надалі ми застосовуватимемо ці рівняння головним чином для систем, що знаходяться в рівноважному стані. Для таких систем об'єднане рівняння I-го і II-го законів ТТД можна записати таким чином

$$TdS = du + pdv. \quad (6.12)$$

6.3 Зміна ентропії в необоротних термодинамічних процесах ізольованих систем

Розглянемо принципову відмінність необоротних процесів від оборотних на прикладі розширення газу в циліндрі під поршнем (рис. 6.2), що одержує теплоту q від джерела з температурою T_1 і здійснює роботу проти зовнішньої сили P , що утримує поршень.



розширення газу в цьому випадку рівна

Розширення буде оборотним (рівноважним) тільки в тому випадку, якщо температура газу T дорівнює температурі джерела T_1 ($T = T_1$), зовнішня сила P дорівнює тиску газу на поршень $P = pF$ і при розширенні газу немає ні зовнішнього, ні внутрішнього тертя. Робота

Рисунок 6.2

$$\partial q_{обр} = P \cdot dv, \quad \text{а зміна ентропії робочого тіла в}$$

такому процесі $dS_{обр} = \partial q / T$.

Невиконання хоча би однієї з вказаних умов робить розширення газу необоротним. Якщо безповоротність викликана тертям поршня об стінки циліндра, то робота ∂l , що здійснюється проти зовнішньої сили P , виявляється менше, ніж $p \cdot dv$, оскільки частина її витрачається на подолання тертя і переходить в теплоту $\partial q_{тр}$. Вона сприймається газом разом з підведеною теплотою q , внаслідок чого зростання ентропії газу в необоротному процесі $dS = (\partial q + \partial q_{тр}) / T$ виявляється більше, ніж в оборотному при тій же кількості підведеної від джерела теплоти ∂q . Отже, зміна ентропії всієї даної системи в результаті здійснення циклу дорівнює

$$\Delta S_{сум} = \Delta S_{гор.уст} + \Delta S_{раб.т.} + \Delta S_{хол.уст} = q_2 / T_2 - q_1 / T_1. \quad (6.13)$$

Цей стан справедливий для будь-яких оборотних і необоротних циклів, що здійснюються між двома джерелами теплоти.

Зростання ентропії системи при необоротних процесах пов'язано з тим, що ентропія робочого тіла за цикл не змінюється, а зменшення ентропії гарячих джерел менше за абсолютною величиною, ніж збільшення ентропії холодних джерел теплоти.

Таким чином, в результаті здійснення необоротного циклу ентропія ізольованої системи зростає

$$dS_{сум} > 0.$$

Таким чином, які б процеси не протікали в ізольованій системі, її ентропія не може зменшуватися

$$dS_{сум} \geq 0, \quad (6.14)$$

тут знак рівності відповідає оборотним процесам, а знак нерівності - необоротним.

Звідси слідує важливий висновок - ізольована система, що досягла рівноважного стану, надалі в цьому стані і перебуває, тобто є нездібною до мимовільної зміни стану. Насправді, будь-який мимовільний процес є необоротним і, отже, протікає із зростанням ентропії. Проте ентропія ізольованої системи має максимум в стані рівноваги, отже, в рівноважній ізольованій системі неможливі мимовільні процеси.

Таким чином, мимовільні процеси продовжуються в ізольованій системі до тих пір, поки ентропія системи не досягне максимуму. Після досягнення стану рівноваги, якій відповідає максимально можливе для даної системи значення ентропії, мимовільні процеси в системі припиняються і система перебуває в стані рівноваги.

ЛЕКЦІЯ 7

7.1 Виробництво роботи. Корисна робота. Максимальна робота. Максимальна корисна робота

Якщо робоче тіло знаходиться в стані, відмінному від того, котрий воно має при параметрах навколишнього середовища (тобто система не знаходиться в рівновазі), то в принципі це робоче тіло може виконувати роботу.

Ізольована система може виконувати роботу тільки в тому випадку, коли вона не знаходиться в цілком рівноважному стані. Щоб ізольована система, єдиним видом роботи якої може бути робота розширення, могла виконувати роботу, необхідно, щоб тиски або температури різних тіл, які входять в цю систему, не були абсолютно однакові.

В системі, яка складається з тіл з різними тисками, відсутня механічна рівновага. Якщо в системі маються тіла з різними температурами, то в ній відсутня термічна рівновага (теплова рівновага).

По мірі виробництва роботи, ізольована система буде наближатися до рівноважного стану. Допустимо, що ізольована система складається з навколишнього середовища, температура і тиск якої практично залишаються незмінними, і стиснутого повітря, що має ту ж температуру, що і навколишнє середовище, але більш високий тиск, тобто в наявності механічно нерівноважний і термічно рівноважний стани. Подібна система може виконувати роботу, наприклад, переміщуючи поршень в циліндрі доти, поки тиск повітря не знизиться до тиску навколишнього середовища, тобто поки система не прийде в механічну рівновагу.

Якщо в системі маються два джерела теплоти, які мають різні температури, і робоче тіло, початковий стан якого значення не має, то ми маємо справу з термодинамічною нерівноважною системою, що може виконати роботу, наприклад, шляхом кількокарзового повторення робочим тілом циклу Карно. В результаті здійснення циклу Карно не тільки виявляється зроблена відома робота, але також цілком визначена кількість теплоти передається від джерела з більш високою температурою до джерела з більш низькою. Але в результаті такого переходу теплоти, температура гарячого джерела буде знижуватися, а холодного – підвищуватися. З часом температури джерел теплоти зробляться однаковими, система досягне термодинамічної рівноваги, і подальше виробництво роботи стане неможливим.

Таким чином, виробництво роботи ізольованою системою можливо тільки в процесі переходу системи з нерівноважного стану в рівноважний. Зроблена робота залежить, як відомо, від характеру процесу переходу системи до рівноважного стану. Отже, для добутку роботи далеко не байдуже, яким шляхом система переходить з нерівноважного стану в рівноважний.

Допустимо знову, що в нашому розпорядженні маєтся термічно нерівноважна система, яка складається з двох джерел теплоти, що мають різні температури і робочі тіла. Теплота передається безпосередньо від гарячого джерела до холодного, минаючи робоче тіло. В результаті такого процесу, температури усіх тіл системи стануть однаковими, система виявиться в стані термічної рівноваги, а ніякої роботи взагалі не буде зроблено. Подібний процес теплообміну, який приводить до вирівнювання температур без виробництва роботи, обов'язково повинний відбуватися при кінцевій різниці температур, тобто необоротньо.

Навпаки, максимальна робота при переході системи від термічно нерівноважного стану в рівноважний може бути отримана в результаті кількарязового здійснення робочим тілом циклу Карно, в якому найбільша температура робочого тіла дорівнює температурі гарячого джерела, а найменша температура – температурі холодного джерела, тобто в результаті здійснення тільки цілком оборотних процесів.

Якщо ізольована система механічно нерівноважна, то в цьому випадку найбільша робота, яку можна одержати при переході з механічно нерівноважного стану в рівноважний, може бути отримана в результаті здійснення цілком оборотних процесів. Представимо, що робота виробляється за допомогою поршневої повітряної машини. Ясно, що найбільша робота буде отримана у випадку відсутності тертя між поршнем і стінками циліндра машини. Але тертя являє собою типовий необоротний процес.

Таким чином, ми прийшли до двох дуже важливих висновків:

1. Ізольована система здатна до виробництва роботи тільки у випадку, коли вона знаходиться в нерівноважному стані. Після досягнення рівноважного стану працездатність системи виявляється вичерпаною.

2. Для одержання найбільшої можливої роботи при переході системи з нерівноважного стану в рівноважний, потрібно, щоб усі процеси, які протікають в системі, були цілком оборотні.

Визначимо тепер більш чітко поняття **корисної роботи**, **максимальної роботи** і **максимальної корисної роботи**, яка може бути зроблена розглянутою системою. Спробуємо чисельно визначити максимальну корисну роботу, яку може зробити система, чи, як іноді говорять, визначимо працездатність системи. У нашому розпорядженні маєтся ізольована система, яка складається з навколишнього середовища і деякого тіла або сукупності тіл, які мають відмінні від середовища тиск p і температуру T (чи один з цих параметрів). Таке тіло або групу тіл будемо називати надалі **джерелом роботи**.

У нерівноважній ізольованій системі робота виробляється при зміні стану джерела роботи в процесі встановлення рівноваги в цій системі. Позначимо цю роботу L . Частина цієї роботи буде витрачатися на стискання навколишнього середовища. Так як система ізольована, то її об'єм є постійним, тому збільшення його (розширення) на величину ΔV в процесі встановлення рівноваги в системі може відбуватися тільки за рахунок зменшення на ту ж величину ΔV об'єму навколишнього середовища.

Роботу, витрачену на стискання навколишнього середовища (проти сил тиску середовища p_0), позначимо L_0 .

Оскільки частина роботи, виробленої в процесі встановлення рівноваги в ізольованій системі, завжди буде витрачатися на стискання навколишнього середовища, то, отже, використовувати за своїм розсудом ми можемо не всю зроблену роботу L , а тільки ту її частину, що залишається за винятком L_0 . Цю частину зробленої роботи умовимося називати **корисною роботою**

$$L_{\text{кор}} = L - L_0. \quad (7.1)$$

Як уже відзначалося, якщо перехід системи з нерівноважного стану в рівноважний здійснюється за допомогою оборотних процесів, то в цьому випадку система зробить найбільшу можливу в даних умовах роботу (тобто зроблена робота буде **максимальною**). Так як усі реальні процеси виявляються в більшій чи в меншій ступіні необоротними, то максимальна робота системи є недосяжною межею. Однак для порівняння ступіні досконалості процесів одержання роботи, поняття про подібну межу виявляється корисним. Максимальну роботу системи позначимо $L_{\text{макс}}$. **Максимальна корисна робота** – $L_{\text{кор.}}^{\text{макс}}$ (працездатність системи) – це, за аналогією з рівнянням (7.1), частина максимальної роботи, за винятком роботи, що витрачена на стискання навколишнього середовища

$$L_{\text{кор.}}^{\text{макс}} = L_{\text{макс}} - L_0. \quad (7.2)$$

Визначимо $L_{\text{кор.}}^{\text{макс}}$.

Допустимо, що температура T_0 і тиск p_0 навколишнього середовища незмінні. Початкові параметри джерела роботи: p, V, T, U, S, H . Кінцеві параметри джерела роботи: $p_k, V_k, T_k, U_k, S_k, H_k$. Кінцеві параметри навколишнього середовища: $p_{0k}, V_{0k}, T_{0k}, U_{0k}, S_{0k}, H_{0k}$. Причому $p_k = p_0$ і $T_k = T_0$.

Сумарна внутрішня енергія системи в початковому, нерівноважному стані

$$U_{\text{сис}}^n = U + U_0. \quad (7.3)$$

Сумарна внутрішня енергія системи в кінцевому рівноважному стані

$$U_{\text{сис}}^k = U_k + U_{0k}. \quad (7.4)$$

Так як розглянута система по визначенню є ізольованою ($\partial q_{\text{сис.}}=0$), то з рівняння 1-го закону ТТД слідує, що робота може бути зроблена системою тільки за рахунок зменшення її внутрішньої енергії

$$L = U_{\text{сис}}^n - U_{\text{сис}}^k. \quad (7.5)$$

З урахуванням (7.3) і (7.4) одержуємо

$$L = (U + U_0) - (U_k + U_{0k}) = (U - U_k) + (U_0 - U_{0k}). \quad (7.6)$$

Але між джерелом роботи і навколишнім середовищем може існувати теплообмін, крім того, джерело роботи може робити роботу над середовищем (проти тиску середовища). Позначимо Q_2 - теплоту, передану джерелом роботи середовищу, а L_0 – роботу, зроблену джерелом роботи над середовищем. Відповідно до 1-го закону ТТД

$$U_{0k} - U_0 = Q_2 + L_0. \quad (7.7)$$

Так як тиск середовища p_0 за умовою незмінний, то

$$L_0 = p_0 (V_k - V). \quad (7.8)$$

Оскільки розглянута система є ізольованою, її сумарний об'єм постійний і, отже, зміна об'єму однієї частини цієї системи-середовища дорівнює по величині (і протилежно за знаком) зміні об'єму іншої її частини – джерела роботи. Тому в рівнянні (7.8) для L_0 – робота стискання навколишнього середовища – фігурує зміна об'єму джерела роботи $(V_k - V)$, а не навколишнього середовища $(V_0 - V_k)$.

Тоді, змінюючи знак у (7.7) і підставляючи L_0 з (7.8), отримаємо

$$U_0 - U_{0k} = -Q_2 - p_0 (V_k - V). \quad (7.9)$$

Підставляючи значення $(U_0 - U_{0k})$ з рівняння (7.9) у (7.6), отримаємо

$$L = (U - U_k) - Q_2 - p_0 (V_k - V). \quad (7.10)$$

Теплота, передана від джерела роботи навколишньому середовищу, дорівнює, очевидно, добутку незмінної температури середовища T_0 і збільшенню ентропії середовища $(S_{0k} - S_0)$, тобто

$$Q_2 = T_0 (S_{0k} - S_0). \quad (7.11)$$

Підставляючи значення Q_2 з рівняння (7.11) у рівняння (7.10), отримаємо

$$L = (U - U_k) - T_0 (S_{0k} - S_0) - p_0 (V_k - V). \quad (7.12)$$

Рівняння (7.12) дає значення **корисної роботи**, яка зроблена ізольованою системою при переході з нерівноважного стану в рівноважний. Тому що з усієї зробленої роботи віднімається її частина $p_0(V_k - V)$, яка витрачена на стискання навколишнього середовища і, отже, не може бути використана за нашим розсудом.

Для того, щоб знайти **максимальну корисну роботу** (працездатність) ізольованої системи, необхідно скористатися положенням про те, що в результаті протікання оборотних процесів ентропія ізольованої системи не змінюється. Звідси слідує, що з урахуванням адитивності ентропії, якщо ентропія джерела роботи зменшується на $(S - S_k)$, то ентропія середовища повинна зрости на те ж значення, тобто для оборотних процесів

$$S_{0k} - S_0 = S - S_k . \quad (7.13)$$

Підставляючи (7.13) у (7.12) одержимо вираження для максимальної корисної роботи ізольованої системи

$$L_{кор}^{макс.} = (U - U_k) - T_0(S - S_k) - p_0(V_k - V). \quad (7.14)$$

Як видно з (7.14), максимальна корисна робота системи однозначно визначається початковими параметрами джерела роботи і параметрами навколишнього середовища

7.2 Поняття про ексергію. Рівняння Гюї-Стодоли

Термін «ексергія» в 1956р. ввів югославський учений З.Рант, утворений він із грецьких коренів «екс» - зовнішній і «ерг» - робота, дія.

Максимальну корисну роботу (працездатність) в сучасній ТТД прийнято називати **ексергією**. В даному випадку величина $L_{кор}^{макс.}$ - це ексергія джерела роботи, що знаходиться в об'ємі V і позначається E_V . Таким чином

$$E_V = (U - U_k) - T_0(S - S_k) - p_0(V_k - V). \quad (7.15)$$

Звідси слідує, що, якщо параметри навколишнього середовища задані, то **ексергію** можна розглядати як **функцію стану робочого тіла**.

За аналогією з поняттям про максимальну корисну роботу ізольованої системи (працездатності), вводиться поняття про працездатність теплоти.

Якщо в ізольованій системі, яка складається з двох джерел теплоти з температурою T_1 і T_2 ($T_1 > T_2$) і робочого тіла, гаряче джерело віддає q_1 теплоти, то максимальна робота, яка може бути отримана від цієї теплоти, являє собою роботу оборотного циклу Карно, здійснюваного в інтервалі температур $(T_1 - T_2)$. На практиці намагаються забезпечити рівність $T_2 = T_0$.

Отже, під працездатністю теплоти, яка зветься **ексергією теплоти** e_q , розуміється максимальна корисна робота, яку можливо отримати від теплоти q_1 при температурі гарячого джерела T_1 за умови, що холодне джерело теплоти знаходиться в термічній рівновазі з навколишнім середовищем, $T = T_0$, тобто

$$e_q = l_{кор}^{макс.} = \eta_{Тк} \cdot q_1 = \frac{T_1 - T_0}{T_1} q_1 = \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) \cdot q_1 , \quad (7.16)$$

де $\eta_{Тк} = (T_1 - T_0) / T_1$ - термічний ККД циклу Карно.

Підкреслимо ще раз, що ексергія це – максимальна можлива корисна робота, яку може зробити ізольована система, якщо процеси, що ведуть до встановлення рівноваги в цій системі, будуть протікати оборотно (працездатність системи). А $L_{кор}$ – це робота, яку може зробити та ж система у випадку необоротності процесів, що протікають в ній. Різниця цих

величин являє собою втрату ексергії (працездатності) системи внаслідок необоротності процесів, що протікають у ній

$$L_{кор} - L_{кор}^{max} = (U_2 - U_1) - T_0(S_{0к} - S_0) - p_0(V - V_k) - (U_2 - U_1) + T_0(S - S_k) + p_0(V - V_k) = \\ = T_0(S - S_k) - (S_{0к} - S_0) = T_0 \cdot \Delta S_{сис}, \text{ де } \Delta S_{сис} - \text{ зміна ентропії системи.}$$

Як відомо

$$l_{кор} = q_1 - q_2 = q_1 - T_0 \cdot \Delta S_{хол}. \quad (7.17)$$

Ентропія гарячого джерела теплоти зменшується, тому що це джерело теплоту віддає, а ентропія холодного джерела збільшується. Так як при оборотності всіх процесів, що протікають в ізолюваній системі, сумарна ентропія цієї системи не змінюється, то збільшення ентропії холодного джерела теплоти $\Delta S_{хол}$ повинно дорівнювати зменшенню ентропії гарячого джерела $\Delta S_{гар}$.

Оскільки оборотність усіх процесів, які протікають в ізолюваній системі, відповідає випадку одержання $L_{кор}^{max}$ ексергії теплоти e_q , то для цього випадку з урахуванням $\Delta S_{гор} = \Delta S_{хол}$, одержуємо з (7.17)

$$e_q = q_1 - T_0 \cdot \Delta S_{гар}. \quad (7.18)$$

З рівняння (7.18) і (7.17) одержуємо

$$e_q - L_{кор} = T_0(\Delta S_{хол} - \Delta S_{гар}). \quad (7.19)$$

Оскільки, як уже відзначалося, ентропія робочого тіла в циклі не змінюється, то, очевидно, що різниця величин $(\Delta S_{хол} - \Delta S_{гар})$ являє собою зміну ентропії всієї розглянутої ізолюваної системи

$$\Delta S_{сис} = (\Delta S_{хол} - \Delta S_{гар}). \quad (7.20)$$

З урахуванням цього співвідношення, одержуємо з (7.17) рівняння для втрати ексергії теплоти внаслідок необоротності процесів, що протікають у розглянутій ізолюваній системі, в наступному виді

$$e_q - L_{кор} = T_0(\Delta S_{сис}). \quad (7.21)$$

Це рівняння зветься **рівнянням Гюї-Стодоли** по імені французького фізика М. Гюї, який вперше вивів це рівняння в 1889 році, і словацького теплотехніка А. Стодоли, який вперше застосував це рівняння для вирішення технічних задач. Це рівняння знаходить широке застосування при аналізі ефективності роботи теплових установок.

Рівняння Гюї-Стодоли розкриває фізичний зміст ентропії. Виявляється, що необоротні процеси переходу теплоти з більш високого на більш низький температурний рівень супроводжуються втратою працездатності, тобто деградацією енергії тієї системи, в якій вони відбуваються, а відповідне зростання ентропії пропорційно цій втраті працездатності.

Втрату ексергії позначають D (дисипація) – розсіювання енергії, тобто

$$D = T_0 \cdot \Delta S_{сис}. \quad (7.22)$$

Таким чином, ентропію можна розглядати як параметр стану замкнутої системи, збільшення якого є кількісною мірою втрати працездатності системи, що має місце при протіканні в ній необоротних процесів.

ЛЕКЦІЯ 8

8.1 Термодинамічні процеси в реальних газах і парі

Рівняння стану ідеального газу було отримано в припущенні, що молекули є пружними кульками, рух яких підкоряється законам Ньютона, між ними відсутні сили взаємодії, а об'єм, займаний молекулами, незначний у порівнянні з об'ємом газу. Однак в природі ідеальних газів не існує.

Реальні гази, на відміну від ідеальних, складаються з молекул кінцевого об'єму і зв'язані між собою силами взаємодії. В залежності від умов, реальні гази можуть переходити в рідкий чи твердий стани. Сили взаємодії дуже великі у твердих і рідких тіл і досить великі у газів, близьких до переходу з газоподібного у рідкий стан.

Протягом тривалого часу вважалося, що всі гази строго підкоряються рівнянню Клапейрона. Але вже наприкінці XVIII століття, а потім у 20-х роках XIX століття експериментальні дослідження з перевірки цього рівняння показали, що поведінка реальних газів істотно відрізняється від ідеального газу. Причому відмінність властивостей реального газу від ідеального збільшується зі зниженням температури і підвищенням тиску.

8.2 Рівняння стану реального газу. Рівняння Ван-дер-Ваальса

Однією з перших спроб у цій області була розробка голландського фізика Н.Ван-дер-Ваальса в 1873 р.. Це рівняння він одержав на основі кінетичної теорії газів. З огляду на об'єм самих молекул і сили взаємодії між ними, рівняння має наступний вид

$$\left[p + \left(\frac{a}{v^2} \right) \right] \cdot (v - b) = R \cdot T, \quad (8.1)$$

де a і b - константи, які поряд з газовою сталою характеризують індивідуальні властивості речовини. Для даного газу вони постійні.

Одне виправлення враховує об'єм, недоступний для руху молекул в силу кінцевого об'єму самих молекул і наявності взаємодії між ними. При безмежному стисканні газу, його об'єм буде прагнути не до нуля, як в ідеальному газі, а до деякого гранично малого об'єму b . Величина b більше сумарного об'єму молекул, тому що в зв'язку з наявністю сил відштовхування, які виникають при їхньому зближенні, молекули газу при його стисканні не

можуть бути доведені до зіткнення. Величина b є сумарним об'ємом сферичних оболонок, у межі яких не можуть проникнути інші молекули, і складає приблизно почотвернений об'єм самих молекул. У зв'язку з цим в рівняння стану варто вводити не повний об'єм газу V , а лише вільний об'єм $(v - b)$.

Інше виправлення зветься **внутрішнім тиском** і враховує сили взаємного тяжіння, що діють у напрямку дії зовнішнього тиску і якби збільшують його на деяку додаткову величину. Вважаючи, що внутрішній тиск газу змінюється пропорційно квадрату густини або обернено пропорційно квадрату питомого об'єму газу, Ван-дер-Ваальс прийняв його рівним a/v^2 . Це відношення для рідких тіл має велике значення (наприклад, для води воно при 20°C складає 1050 МПа), для газів через малі сили зчеплення воно дуже мале. Тому, зовнішній тиск, під яким знаходиться рідина, не впливає на її об'єм, і рідину вважають практично нестисливою.

В газах через малість a/v^2 зовнішній тиск легко змінює їхній об'єм.

Таким чином, рівняння Ван-дер-Ваальса враховує реальні властивості газу – наявність міжмолекулярних взаємодій у газах і власний об'єм молекул.

8.3 Приведене рівняння Ван-дер-Ваальса. Закон відповідних станів. Критичні параметри речовини

Особливо цікаве рівняння Ван-дер-Ваальса (8.1) тим, що воно якісно відображає головну особливість реальних газів – здатність переходити за певних умов у рідкий стан. Пояснення цього можливо, якщо перетворити його в рівняння 3-го ступеня відносно v . Для цього в рівнянні (8.1) розкриємо в лівій частині дужки

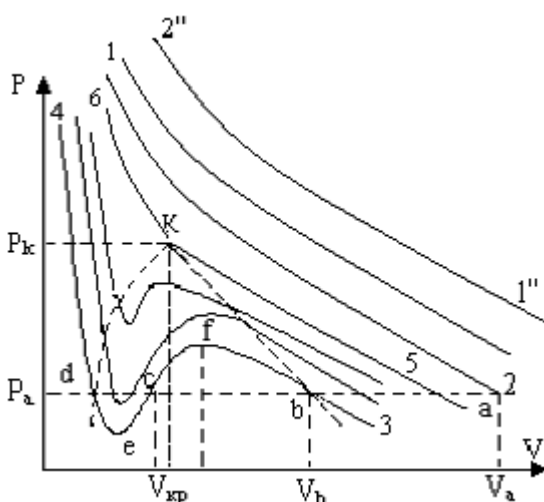
$$\left[p + \left(\frac{a}{v^2} \right) \right] \cdot (v - b) = RT ; \quad pv - pb + a/v - (ab/v^2) = RT .$$

Помноживши обидві сторони рівності на v^2 і розділивши на p , одержуємо після приведення подібних членів

$$v^3 - v^2(RT/p) + (a/p) \cdot v - (ab)/p = 0 . \quad (8.2)$$

Отримане рівняння має три корені, тобто при заданих параметрах p і T тут можливі три випадки: один корінь дійсний і два уявних; усі три корені дійсні і різні; усі три корені дійсні і рівні.

Для виявлення фізичного змісту отриманих висновків розглянемо в системі p, v - координат ізотерми, побудовані по рівнянню Ван-дер-Ваальса, для різних температур (рис. 8.1).



З рисунку 8.1 видно, що вид ізотерм змінюється в залежності від температури.

Перший випадок має місце при високих температурах, коли ізотерми мають вид гіперболічного характеру (наприклад, лінія 1-2). У цьому випадку кожному тиску відповідає цілком визначений питомий об'єм (наприклад, тиску p_a відповідає питомий об'єм v_a). Це значення питомого об'єму і є дійсним коренем рівняння (8.1), обоє ж мнимих кореня в цьому випадку

фізичного змісту не мають і повинні бути відкинуті. Тіло в цьому випадку при будь-яких

Рисунок 8.1

тисках знаходиться в газоподібному стані.

Це так звані **надкритичні ізотерми** Ван-дер-Ваальсівського газу, тобто ізотерми при $T > T_{кр}$.

Другий випадок має місце при порівняно низьких температурах, коли ізотерми мають два перегини (наприклад лінія 3-4). Це так звана докритична область, у якій $T < T_{кр}$. На ізотермах одному значенню тиску p відповідає три значення питомого об'єму (наприклад, тиску p_a відповідають питомі об'єми v_d, v_b, v_c), які і є трьома дійсними і різними коренями рівняння (8.1). Ділянка (3-b) відповідає ізотермічному стисканню тіла, яке знаходиться в газоподібному стані, причому в крапці b воно вже починає переходити в рідкий стан. Крапка d відповідає такому стану, коли воно вже цілком перетворилося в рідину, у відповідність з чим ділянка(d-4) являє собою ізотермічне стискання рідини. Крапка c відповідає проміжному двофазному стану тіла. Ділянка кривої (b-f) відповідає нестійкому стану переохолодженої пари, а ділянка (d-e), також нестійкому стану перегрітої рідини. Що ж стосується ділянки (e-f), то вона взагалі фізичного змісту не має, оскільки в дійсності при ізотермічному стисканні тіло переходить з газоподібного в рідкий стан при постійному тиску, тобто по горизонтальній лінії (b-d).

Третій випадок має місце при цілком визначеній для кожного тіла температурі, коли т. b і d, зближуючись з підвищенням температури, зливаються в одну т. К, в якій має місце перегин відповідної ізотерми, причому дотична до неї в цій точці має горизонтальний напрямок. Для ізотерми $T=T_{кр}$ характерна наявність точки перегину К, у якій питомі об'єми v_d, v_b, v_c збігаються, тобто три дійсні корені рівні.

Ділянку (d-e) і (f-b) на ізотермах можна відтворити експериментально тільки для «чистих» рідин і пари, з яких попередньо вилучене повітря і чисті домішки. Ділянка (d-e) відповідає метастабільному стану рідини (перегріта рідина). Рідину, з якої вилучені розчинені в ній гази, при спокійному нагріванні без коливань у посудині можна перегрівати. Стан перегрітої рідини нестійкий. Найменше збурювання (струшування) викликає вскипання і перехід процесу на лінію (d-b). Ділянка (f-b) відповідає метастабільному стану пари (переохолоджена пара). Експериментально його можна одержати, якщо очистити пару від порошин і інших забруднень, навколо яких починають утворюватися крапельки рідини. Конденсація затримується, і пара перенасичується. Стан пари на ділянці (f-b) також нестійкий. Поява будь-яких центрів конденсації швидко викликає розшарування пари на дві фази, в результаті чого процес переходить на лінію (d-b). Точки на ділянці (e-c-f) ізотерми експериментально знайти не вдається.

Точка К зветься **критичною точкою**, а відповідні їй параметри $p_{кр}, v_{кр}, T_{кр}$ зветься **критичними параметрами**.

Критична температура, існування якої було відкрито в 1861р. Д.І. Менделєєвим, характеризується тим, що при температурах вище її неможливо шляхом ізотермічного стискання домогтися переходу газу в рідкий стан.

Аналітично умови критичного стану тіла виражаються рівняннями:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0 ; \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = 0. \quad (8.3)$$

Перше з них показує, що критична ізотерма в т. К має горизонтальну дотичну, друге – що ізотерма має в т.К перегин.

Використовуючи ці рівняння разом з рівняннями стану, можна визначити значення критичних параметрів стану газу.

Стосовно до рівняння Ван-дер-Ваальса, **критичні параметри** визначаються таким чином.

В рівнянні (8.1) залишимо перемінну p у лівій частині, а перемінну v перенесемо в праву частину

$$p = (R \cdot T)/(v - b) - (a/v^2);$$

Диференціюючи це вираження по v , та вважаючи, що $T = \text{const}$, і прирівнюючи отримане вираження до нуля

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = -\frac{RT}{(v - b)^2} + \frac{2a}{v^3} = 0. \quad (8.4)$$

Визначаємо другу похідну і теж прирівнюємо її до нуля

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2} \right)_T = \frac{2RT}{(v - b)^3} - \frac{6a}{v^4} = 0. \quad (8.5)$$

Для знаходження критичних параметрів варто вирішити спільно три рівняння (8.1), (8.4), (8.5). Представивши два останніх рівняння у виді:

$$\frac{2a}{v^3} = \frac{RT}{(v - b)^2} \quad \text{і} \quad \frac{3a}{v^4} = \frac{RT}{(v - b)^3}.$$

Потім, розділивши перше з них на друге, одержимо $\frac{v^4 \cdot 2a}{3a \cdot v^3} = \frac{RT \cdot (v - b^3)}{(v - b)^2 \cdot RT}$ або

$$2v = 3v - 3b \quad \text{і, отже} \quad v_{кр} = 3b. \quad (8.6)$$

Підставивши отримане значення в (8.4), одержимо

$$\frac{2a}{27 \cdot b^3} = \frac{RT}{(3b - b)^2} = \frac{RT}{4b^2};$$

Звідки

$$T_{кр} = \frac{8a}{27 \cdot b \cdot R}. \quad (8.7)$$

Далі, підставляючи в рівняння (8.1) знайдені значення $v_{кр}$ і $T_{кр}$, одержуємо

$$\left(p + \frac{a}{9b^2} \right) \cdot (3b - b) = \frac{8a}{27b}; \quad \text{Звідкіля} \quad p_{кр} = \frac{a}{27b^2}; \quad (8.8)$$

8.4 p, T – діаграма при фазових переходах рідини і газу

Відомо, що будь-яка речовина в залежності від тиску і температури може знаходитися в різних агрегатних станах (фазах): **газоподібному, рідкому і твердому**. Речовини в різних агрегатних станах мають різні властивості, що обумовлюються характером міжмолекулярної

взаємодії. Перехід речовини з одного агрегатного стану в інший, співіснуючий з першим, зветься **фазовим переходом** або **фазовим перетворенням**.

Відмінною рисою фазових переходів є стрибкоподібна зміна густини, питомої ентропії і інших властивостей речовин. Фазові переходи можуть проходити з поглинанням або виділенням теплоти. Перехід речовини з однієї фази в іншу, який відбувається при $T = \text{const}$ і $p = \text{const}$ до повного зникнення цієї фази, зветься **рівноважним фазовим переходом**. Рівноважний стан термодинамічної системи, який складається з двох чи більшого числа фаз, зветься **фазовою рівновагою**.

Фазовий перехід з рідкого чи газоподібного стану в кристалічний зветься **кристалізацією**, а зворотній перехід із кристалічного стану в рідкий – **плавленням**, а безпосередньо в газоподібний (пароподібний) зветься **сублімацією**, а зворотній перехід – **десублімацією**.

Фазовий перехід речовини з рідкого стану в стан пари зветься **паротворенням**, а зворотній перехід з пароподібного стану в рідкий (чи кристалічний) – **конденсацією**.

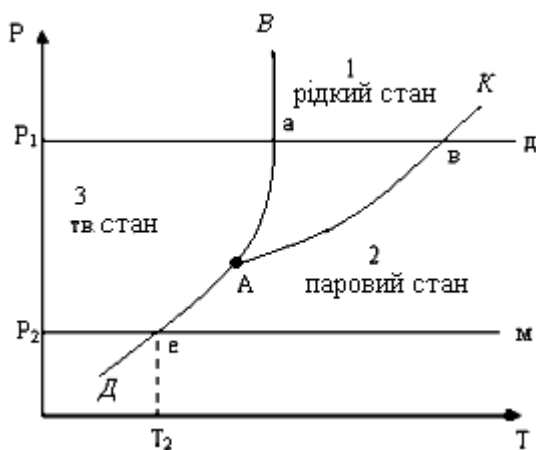


Рисунок 8.2

На рисунку 8.2 приведена p, T – діаграма стану води з нанесеними на неї кривими фазових переходів. З рисунку 8.2 видно, що криві АВ, АК, АД поділяють p, T – діаграму на три області:

- 1 – область рідкого стану (вода);
- 2 – область пароподібного стану (пара);
- 3 – область твердого стану – лід.

Крива АВ характеризує рівноважний стан рідкої і твердої фаз. Вона визначає залежність температури плавлення від тиску і розділяє області твердого і рідкого станів. Ця крива зветься **кривою плавлення**.

Крива АК являє собою криву кипіння (конденсації), яка характеризує стан рідкої і парової фаз, тобто залежність між тиском насиченої пари і температурою кипіння $p = f(t_s)$. Криву кипіння звичайно називають **кривою** або **лінією насичення**. Лінія АД, яка є кривою сублімації, характеризує рівноважний стан твердої і парової фаз, тобто залежність між тиском насиченої пари і температурою сублімації і сублімації $p = f(t_s)$. Точки на цій кривій відповідають двофазній системі лід - пара.

Точка А перетинання трьох кривих фазової рівноваги являє собою **потрійну точку**, у якій одночасно співіснують три фази: вода, пара і лід. Вид кривих АВ, АК і АД і їхнє розташування на p, T – діаграмі залежить від природи речовини. Для води крива плавлення АВ, внаслідок її аномальних властивостей, має нахил вліво, тобто з підвищенням тиску температура плавлення льоду зменшується.

Крім того, на рисунку 8.2 показано, як змінюється стан речовини, якщо її нагріти при постійному тиску p_1 ($p_1 > p_a$). Ізобара (p_1 -а-в-д) характеризує процес переходу твердої речовини в перегріту пару. На ділянці ізобари (p_1 -а) відбувається нагрівання твердої речовини. В точці (а) на кривій плавлення АВ вона перетворюється в рідину. Температура, при якій здійснюється це фазове перетворення, зветься **температурою плавлення**, а кількість підведеної теплоти – **питомою теплотою плавлення**. Відрізок ізобари (а-в) характеризує процес нагрівання рідини. У точці (в), розташованій на кривій АК, рідина

перетворюється в пару. Подальше просування по ізобарі від точки (в) до точки (д) відповідає нагріванню пари. У крапці (д) знаходиться перегріта пара.

З p , T – діаграми видно, що крива насичення АК у верхній частині закінчується критичною точкою К. Вище критичної точки перехід з рідкого стану в пару відбувається безпосередньо, минаючи стадію двофазного стану.

З цієї ж діаграми видно, що при $T > T_{кр}$ ніяким ізотермічним стисканням неможливо перевести пару в рідину. Якщо нагрівання твердої речовини проводити по ізобарі ($p_2 - e - m$) ($p_2 < p_a$), то при температурі T_2 (крапка е на кривій АД) речовина переходить із твердого стану в газоподібний, минаючи рідину.

На рисунку 8.3 приведені фазові стани речовини в p, v -, T, v -, p, S - і T, S -діаграмах. На цих діаграмах область рівноваги двох фаз зображується не однією лінією, як у p, T -діаграмі, а являє собою відповідні площі діаграми, розділені лініями, які зветься пригранічними кривими.

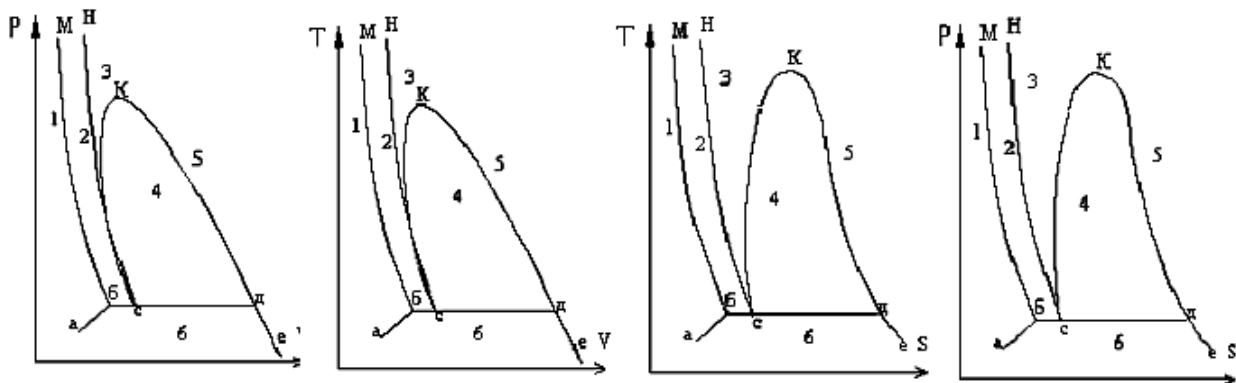


Рисунок 8.3

На приведених діаграмах:

- область 1 являє собою тверду фазу;
- область 2 – рівноважний стан твердої і рідкої фаз;
- область 3 – рідку фазу;
- область 4 – рівноважний стан рідкої і газоподібної фаз;
- область 5 – газоподібну фазу;
- область 6 – рівноважний стан твердої і газоподібної фаз.

Відрізок(б-с-д) – стан, який відповідає потрійній точці, тобто в p, v - ; T, v - ; p, S - ; T, S – діаграмах потрійна точка виявляється розгорнутою в лінію.

Точка К є **критичною точкою** речовини.

Лінії (с-К) і (К-д) – лівою і правою пригранічними кривими двофазної області рідина – пар. Лінія (с-К) зветься **пригранічною кривою рідини**. В кожній крапці цієї кривої рідина знаходиться в рівновазі зі своєю насиченою парою, масова частка рідини дорівнює одиниці.

Насичена пара – це пара, яка знаходиться в рівноважному стані з рідиною, з якої вона утворилася. Крива (К-д) – **пригранічна крива пари**. В кожній крапці цієї кривої масова частка пари дорівнює одиниці.

Відрізки(б-м) і (с-н) – криві двофазної області тверда фаза – рідина (**крива плавлення**).

Відрізки(а-б) і (д-і) – криві двофазної області тверда фаза – пар (**крива сублімації**).

ЛЕКЦІЯ 9

9.1 Гомогенні і гетерогенні термодинамічні системи

Гомогенною називають таку систему, хімічний склад і фізичні властивості якої у всіх її частинах однакові або змінюються безупинно (без стрибка) від однієї точки системи до іншої, а також між будь-якими частинами якої немає поверхні розділу. Прикладом гомогенної системи може служити суміш газів, рідкий і твердий розчини, а також будь-яке хімічно однорідне тіло.

Гетерогенною називають систему, яка складається з двох і більш гомогенних областей або складається з окремих областей, розмежованих поверхнями розділу.

Гомогенні області в гетерогенній системі зветься **фазами**. Кожна фаза відділена від сусідньої поверхнею розділу, при переході через яку стрибкоподібно змінюються хімічна сполука або фізичні властивості речовини. Прикладом гетерогенної системи може служити вода з льодом, що плаває в ній.

Гомогенна система і кожна фаза гетерогенної системи можуть складатися з однієї чи декількох чистих речовин.

Гомогенна система або фаза гетерогенної системи, яка складається з декількох чистих речовин, зветься **розчином** або **сумішшю**.

Усі чисті речовини і розчини можуть знаходитися в трьох агрегатних станах: газоподібному, рідкому і твердому.

9.2 Умови рівноваги при фазовому переході. Правило фаз Гіббса

Стан рівноваги – це такий стан, до якого при даних зовнішніх умовах прагне термодинамічна система.

Стан стійкої рівноваги (стабільний стан) характерний тим, що якщо яким-небудь зовнішнім впливом вивести з нього розглянуту систему, а потім зняти цей зовнішній вплив, то система сама повернеться у вихідний стан рівноваги.

Якщо систему, яка знаходиться в стані **нестійкої рівноваги (лабільна рівновага)** з нього вивести, то вона вже не повернеться у вихідний стан, а перейде в стан стійкої рівноваги. Навіть дуже малі зовнішні впливи виводять систему з лабільного стану.

Нарешті, стан щодо **стійкої рівноваги (метастабільний стан)** – це стан, в якому система може знаходитися протягом тривалого часу, причому слабкі зовнішні впливи (збурювання), що викликають невеликі відхилення системи від метастабільного стану, не

приводять до переходу в інший стан. Після того, як такий зовнішній вплив буде знятий, система повернеться у вихідний метастабільний стан.

Розглянемо ізольовану систему, яка складається з двох або більше фаз. Установимо для такої системи загальні умови фазової рівноваги.

Припустимо, що система складається з двох підсистем 1 і 2, наприклад посудин постійного об'єму V з ідеально теплоізованими стінками, врахуємо, що речовина в підсистемах знаходиться в двох різних фазах, наприклад, у нижній частині посудини знаходиться вода, а у верхній – водяна пара. Причому кількість речовини в підсистемах може мінятися внаслідок переходу з однієї фази в іншу.

Таку систему, з огляду на те, що $V_{\text{сис}} = \text{const}$, $m = \text{const}$, $U = \text{const}$, можна уявити собі, записавши для неї наступні вираження:

$$V=V_1+V_2 \quad (9.1); \quad m=m_1+m_2 \quad (9.2); \quad U=U_1+U_2, \quad (9.3)$$

де індекси 1 і 2 відносяться відповідно до 1-ої і 2-ої фаз.

Так як система ізольована, то виходить:

$$dV_1 = -dV_2 \quad (9.4); \quad dm_1 = -dm_2 \quad (9.5); \quad dU_1 = -dU_2. \quad (9.6)$$

Раніше було встановлено, що в стані термодинамічної рівноваги ентропія ізольованої системи зберігає постійне (максимальне значення), тобто в стані рівноваги

$$dS = 0. \quad (9.7)$$

Оскільки ентропія є адитивною величиною, стосовно до розглянутого випадку

$$S = S_1 + S_2 \quad (9.8)$$

$$\text{і отже} \quad dS = dS_1 + dS_2 = 0. \quad (9.9)$$

Знайдемо вираження для повного диференціала ентропії підсистеми 1. В розглянутій підсистемі ентропія підсистеми S_1 є функцією не тільки об'єму V_1 підсистеми і внутрішньої енергії U_1 , але і кількості речовини в підсистемі m_1 , тобто $S_1 = f(V_1, U_1, m_1)$.

У відповідність з цим

$$dS_1 = \left(\frac{\partial S_1}{\partial U_1} \right)_{V_1, m_1} \cdot dU_1 + \left(\frac{\partial S_1}{\partial V_1} \right)_{U_1, m_1} \cdot dV_1 + \left(\frac{\partial S_1}{\partial m_1} \right)_{V_1, U_1} \cdot dm_1 \quad (9.10)$$

$$\text{Як відомо:} \quad \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)_{V, m} = \frac{1}{T}; \quad \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_{U, m} = \frac{p}{T} \quad \left(\frac{\partial S}{\partial m} \right)_{V, U} = -\frac{\mu}{T},$$

де μ - хімічний потенціал або ізобарно-ізотермічний потенціал (він дозволяє розрахувати зміну характеристичної функції будь-якої системи при зміні кількості речовини в системі)

$$\mu = h - ST.$$

З урахуванням цих співвідношень вираження (9.10) здобуває наступний вид

$$dS_1 = \frac{1}{T_1} dU_1 + \frac{p_1}{T_1} dV_1 - \frac{\mu_1}{T_1} dm_1 \quad (9.11)$$

Аналогічно знаходимо повний диференціал ентропії підсистеми 2

$$dS_2 = \frac{1}{T_2} dU_2 + \frac{P_2}{T_2} dV_2 - \frac{\mu_2}{T_2} dm_2 \quad (9.12)$$

З виражень (9.9), (9.11) і (9.12) з урахуванням співвідношень (9.4) ... (9.6) маємо

$$\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) dU_1 + \left(\frac{P_1}{T_1} - \frac{P_2}{T_2} \right) dV_1 - \left(\frac{\mu_1}{T_1} - \frac{\mu_2}{T_2} \right) dm_1 = 0 \quad (9.13)$$

Оскільки диференціали dV_1 , dU_1 , dm_1 взаємно незалежні, то для виконання (9.13) необхідно, щоб дорівнювали нулю співмножники при диференціалах dV_1 , dU_1 , dm_1 , тобто щоб:

$$\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = 0, \quad (9.14); \quad \left(\frac{P_1}{T_1} - \frac{P_2}{T_2} \right) = 0, \quad (9.15); \quad \left(\frac{\mu_1}{T_1} - \frac{\mu_2}{T_2} \right) = 0. \quad (9.16)$$

Звідки одержуємо наступні умови:

$$T_1 = T_2, \quad (9.17); \quad p_1 = p_2, \quad (9.18); \quad \mu_1 = \mu_2. \quad (9.19)$$

Таким чином, якщо дві фази знаходяться в рівновазі, то температури, тиски і хімічні потенціали цих фаз рівні між собою. Рівність хімічних потенціалів фаз означає, що в умовах рівноваги питомі енергії у фазах рівні.

З умов рівноваги (9.17) ... (9.19) слідує, що, якщо в системі, яка складається з декількох фаз, буде спостерігатися рівноважний стан, то вони не дають можливості вирішити, скільки фаз можуть знаходитися між собою в рівновазі. Відповідь на це питання дає **правило фаз Гіббса**. Правило фаз, установлене Гіббсом, визначає залежність між числом незалежних параметрів системи в стані рівноваги, числом фаз і числом компонентів системи. Це правило записується у виді

$$N = n - \varphi + 2, \quad (9.20)$$

де N – число незалежних параметрів (перемінних) системи, n – число компонентів системи, φ - число фаз у системі.

Величина N зветься також **числом термодинамічних ступіней свободи системи**. Вона показує, яке число параметрів системи, яка знаходиться в стані рівноваги, можна змінити довільно, не змінюючи при цьому числа фаз у системі. Очевидно, величина N завжди позитивна, причому вона може бути рівною нулю, тобто $N \geq 0$. Для однокомпонентної системи, що складається з однієї фази, знаходимо $N=2$. Це означає, що стан простих однорідних систем (ідеальний газ, однорідна рідина) визначається двома незалежними параметрами.

Для багатоконпонентних систем число ступіней свободи може бути більше двох, і для визначення стану, крім двох термодинамічних параметрів необхідно знати концентрації компонентів. З рівняння (9.20) видно, що зі збільшенням числа фаз у системі, N – зменшується, тобто число вільних параметрів, які варіюються, зменшується. Правило фаз виконується для всіх можливих систем, не дивлячись на минаючі в них фазові перетворення і хімічні реакції, воно справедливо для речовин у будь-яких агрегатних станах.

В умовах рівноваги термодинамічної системи правило фаз Гіббса записується у виді

$$\varphi = n + 2, \quad (9.21)$$

9.3 Пароутворення і конденсація

Усі гази є парами якої-небудь речовини, тому принципової різниці між поняттями газу і пари немає. Водяна пара є реальним газом і широко використовується в різних галузях промисловості, головним чином, як теплоносіє в теплообмінних апаратах і як робоче тіло в паросилових установках. Це обумовлюється великими запасами води і нешкідливістю її для здоров'я людини. Водяна пара виходить у процесі випару води при підведенні до неї теплоти.

Пароутворенням зветься процес переходу рідини в пару.

Випаром зветься пароутворення, що відбувається тільки з поверхні рідини і при будь-якій температурі. Інтенсивність випару залежить від природи рідини і температури.

Кипінням зветься пароутворення у всій масі рідини.

Процес перетворення пари в рідину, який здійснюється при відібранні від нього теплоти і котрий є процесом, зворотнім пароутворенню, зветься **конденсацією**. Цей процес, також як і пароутворення, відбувається при постійній температурі, якщо буде $p = \text{const}$.

Сублимацією зветься процес переходу речовини з твердого стану безпосередньо в пару.

Процес, зворотній процесу сублимації, тобто процес переходу пари безпосередньо у твердий стан, зветься **десублимацією**.

Насичена пара. При випарі рідини в обмеженому об'ємі одночасно відбувається і зворотній процес, тобто явище **скраплення**. По мірі випару і заповнення паром простору над рідиною, зменшується інтенсивність випару і збільшується інтенсивність зворотнього йому процесу повернення молекул з парового простору в рідину. В деякий момент, коли швидкість конденсації стане рівною швидкості випару, в системі настає **динамічна рівновага**. При цьому стані число молекул, які вилітають з рідини, буде дорівнювати числу молекул, які повертаються в неї з парового простору. Отже, у паровому просторі при цьому рівноважному стані буде знаходитися можливе максимальне число молекул. Пара при цьому стані має максимальну густину і зветься **насиченою**. Під насиченою розуміють пару, яка знаходиться в рівноважному стані із рідиною, з якої вона утворилася. Насичена пара має температуру, яка є функцією її тиску, рівного тиску середовища, в якій відбувається процес кипіння. При збільшенні об'єму насиченої пари при постійній температурі відбувається перехід деякої кількості рідини в пару, при зменшенні ж об'єму при постійній температурі – перехід пари в рідину, але як у першому, так і в другому випадках тиск пари залишається постійним.

Суха насичена пара виходить при випарі всієї рідини. Об'єм і температура сухої пари є функціями тиску. Внаслідок цього, стан сухої пари визначається одним параметром, наприклад, тиском або температурою.

Волога насичена пара, що виходить при неповному випарі рідини, є сумішшю пари з дрібними крапельками рідини, що розповсюджені рівномірно по всьому об'єму і знаходяться в неї у зваженому стані.

Масова частка сухої пари у вологій парі зветься **ступінню сухості** або **масовим паровмістом** і позначається через x . Масова частка рідини у вологій парі зветься **ступінню**

вологості і позначається y . Очевидно, що $y=1-x$. Ступінь сухості і ступінь вологості виражають або у частках одиниці, або у відсотках.

Для сухої пари $x = 1$, а для води $x = 0$. В процесі пароутворення ступінь сухості пари поступово збільшується від нуля до одиниці.

При підведенні до сухої пари теплоти при постійному тиску, температура її буде збільшуватися. Пара, одержувана в цьому процесі, зветься **перегрітою**.

Оскільки питомий об'єм перегрітої пари більше питомого об'єму насиченої пари (тому що $p = \text{const}$, $t_{\text{пер}} > t_n$), то густина перегрітої пари менше густини насиченої пари. Тому перегріта пара є ненасиченою. По своїм фізичним властивостям перегріта пара наближається до ідеального газу і тим більше, чим вище ступінь її перегріву.

9.4 p, v – діаграма водяної пари

Розглянемо особливості процесу пароутворення. Нехай в циліндрі знаходиться 1 кг води при температурі 0°C , на поверхню якої за допомогою поршня діє постійний тиск p . Об'єм води, який знаходиться під поршнем дорівнює питомому об'єму при 0°C , позначимо через v'_0 ($v'_0 = 0,001\text{м}^3/\text{кг}$). Будемо вважати для спрощення, що вода є практично нестисливою рідиною і має найбільшу щільність при 0°C , а не при 4°C (точніше $3,98^\circ\text{C}$). При нагріванні циліндра і передачі теплоти воді, температура її буде підвищуватися, об'єм зростати, і при досягненні $t = t_n$, що відповідає $p = p_1$, вода закипить і почнеться пароутворення.

Усі зміни стану рідини і пари будемо відзначати в p, v - координатах (рис. 9.1).

Процес утворення перегрітої пари при $p=\text{const}$ складається з трьох послідовно здійснюваних фізичних процесів:

- підігрів рідини до температури t_n ;
- паротворення при $t_n = \text{const}$;
- перегрів пари, який супроводжується підвищенням температури.

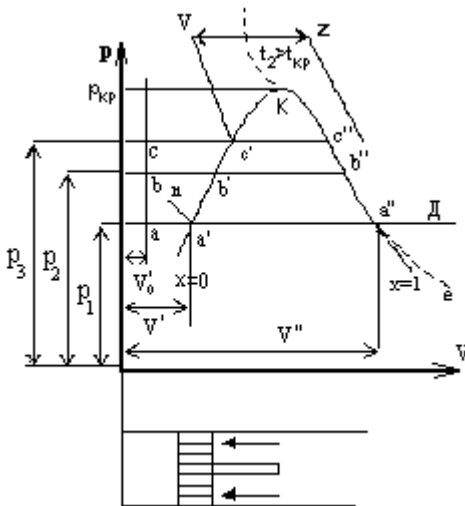


Рисунок 9.1

Об'єм v' , який відповідає киплячій воді, трохи збільшиться ($v'_b > v'_a$), тому що $t_{n2} > t_{n1}$, а об'єм $v'' < v'_a$, оскільки процес пароутворення при більш високому тиску і високій температурі протікає більш інтенсивно. Отже, при зростанні тиску різниця об'ємів ($v' - v'_0$)

(відрізок $(b' - b)$) збільшується, а різниця об'ємів $(v'' - v')$ (відрізок $(b'' - b')$) зменшується. Аналогічна картина буде і тоді, коли процес пароутворення йде при більшому тиску ($p_3 > p_2$; $v'_c > v'_b$; $v''_c < v''_b$, тому що $\ln 3 > \ln 2$). Наявність однозначної залежності між p і \ln визначає стан сухої пари і киплячої води. Для вологої пари потрібно знати ще ступінь сухості x .

Якщо на рисунку 9.1 з'єднати точки з одним і двома штрихами, які лежать на ізобарах різних тисків, одержимо лінії $(a - b - c)$; $(a' - b' - c')$; $(a'' - b'' - c'')$, кожна з яких має цілком визначене значення. Наприклад, лінія $(a-b-c)$ виражає залежність питомого об'єму води при 0°C , від тиску. Вона майже рівнобіжна осі ординат, тому що вода – практично нестислива рідина. Лінія $(a' - b' - c')$ дає залежність питомого об'єму киплячої води від тиску. Ця лінія зветься **нижньою пригранічною кривою**. В p, v – діаграмі ця крива відокремлює область води від області насиченої пари. Лінія $(a'' - b'' - c'')$ показує залежність питомого об'єму сухої пари від тиску і зветься **верхньою пригранічною кривою**. Вона відокремлює область насиченої пари від області перегрітої (ненасиченої) пари.

Точка зустрічі пригранічних кривих зветься **критичною точкою К**. Ця точка відповідає деякому граничному критичному стану речовини, коли відсутнє розходження між рідиною і паром. В цій точці відсутня ділянка процесу пароутворення. Параметри речовини при цьому стані зветься **критичними**. Наприклад, для води $p_k = 22,1145 \text{ МПа}$; $T_k = 647,266 \text{ К}$; $v_k = 0,003147 \text{ м}^3/\text{кг}$;

Критична температура є максимальною температурою насиченої пари. При температурі вище критичної можуть знаходитися лише перегріта пара і газ. Вперше поняття про критичну температуру було дано в 1860 р. Д.І. Менделєєвим. Він визначив її як таку температуру, вище якої газ не може бути переведений у рідину, який би високий тиск до нього не був прикладений.

Не завжди, однак, процес пароутворення відбувається так, як це показано на рисунку 9.2. Якщо вода очищена від механічних домішок і розчинених в ній газів, пароутворення може початися при температурі вище T_n (іноді на $(15...20 \text{ К})$) через відсутність центрів пароутворення. Така вода зветься **перегрітою**. З іншої сторони, при швидкому ізобарному охолодженні перегрітої пари конденсація її може початися не при T_n , а при трохи більш низькій температурі. Така пара зветься **переохолодженою** чи **пересиченою**. При вирішенні питання, в якому агрегатному стані можуть бути речовини (пара або вода) при заданих p і T , p і v , T і v , потрібно завжди мати на увазі наступне:

- при $p = \text{const}$ для перегрітої пари $v_D > v''$ і $T_D > T_n$ (рис. 9.1);
для води, навпаки $v < v'$ і $T < T_n$;
- при $T = \text{const}$ для перегрітої пари $v_e > v''$ і $p_e < p_n$;
для води $v_n < v'$ і $p_n > p_n$.

Знаючи ці співвідношення і користуючись таблицями для насиченої пари, можна завжди визначити, у якій із трьох областей 1, 2 чи 3 (рис. 9.1) знаходиться робоче тіло з заданими параметрами, тобто чи є рідиною (область 1), насиченою (область 2) чи перегрітою (область 3) паром.

Для надкритичної області за імовірну границю «вода – пара» умовно приймають критичну ізотерму (штрих-пунктирна крива). При цьому ліворуч і праворуч від цієї ізотерми речовина знаходиться в однофазному гомогенному стані, володіючи, наприклад, у т.У властивостями рідини, а в т.З – властивостями пари.

ЛЕКЦІЯ 10

10.1 Основні параметри стану води і водяної пари

Основні параметри стану води

Як звісно, питомий об'єм води при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ і різних тисках однаковий і дорівнює $0,001\text{ м}^3/\text{кг}$.

При температурах насичення і різних тисках питомий об'єм води змінюється у вузькому діапазоні - від $0,001\text{ м}^3/\text{кг}$ ($t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ і $p_{\text{н}} = 610,8\text{ Па}$) до $0,003147\text{ м}^3/\text{кг}$ ($t_{\text{н}} = t_{\text{к}} = 374,116\text{ }^{\circ}\text{C}$ і $p_{\text{н}} = p_{\text{к}} = 22,1145\text{ МПа}$).

В ТТД питомі ентальпія, ентропія і внутрішня енергія води в **потрійній точці** ($p = 610,8\text{ Па}$, $T = 273,16\text{ }^{\circ}\text{C}$) **приймаються рівними нулю, тобто $h_0 = 0$; $S_0 = 0$ і $v_0 = 0$.**

Кількість теплоти, що необхідна для нагрівання 1 кг води від температури $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до температури кипіння $t_s, \text{ }^{\circ}\text{C}$, при постійному тиску, зветься **питомою теплотою води**. Величина її визначається по формулі

$$q' = c_p(t_s - t_0) = \overline{c_p} t_s, \quad (10.1)$$

де $\overline{c_p}$ - середня ізобарна теплоємність води в інтервалі температур від $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $t_s, \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Відповідно до першого закону термодинаміки

$$q' = u' - u_0 + l', \quad (10.2)$$

де u' - внутрішня енергія рідини при температурі кипіння; l' - робота розширення при $p = \text{const}$ в процесі нагрівання рідини до температури кипіння.

Робота розширення визначається таким чином

$$l' = p(v' - v_0). \quad (10.3)$$

З урахуванням рівняння (10.3), рівняння (10.2) приймає вид

$$q' = u' - u_0 + p(v' - v_0). \quad (10.4)$$

Так як $u_0 \cong 0$, то

$$q' = u' + p(v' - v_0). \quad (10.5)$$

Робота розширення помітна при великих тисках. Тому у випадку помірних тисків можна прийняти

$$l' = p(v' - v_0) \approx 0.$$

Тоді рівняння (10.5) перетвориться до виду

$$q' \approx u'. \quad (10.6)$$

Звідси видно, що внутрішня енергія води приблизно дорівнює її питомій теплоті. Неточність при допущенні $u' \approx q'$ при $p = 3\text{ МПа}$ складає $0,06\%$, а при тиску 10 МПа - $0,33\%$. Ентальпія води при температурі кипіння визначається по формулі

$$h' = h_0 + q', \quad (10.7)$$

де

$$h_0 = u_0 + pv_0. \quad (10.8)$$

При невисоких тисках для води можна записати $h' \approx q' \approx u'$. В дійсності $h' > q' > u'$. Зміна ентропії рідини визначається рівнянням

$$\Delta S = S' - S_0 = \int_{273}^{T_s} \frac{dq'}{T} = \int_{273}^{T_s} c'_p \frac{dT}{T}, \quad (10.9)$$

де S' - ентропія рідини при температурі кипіння; c'_p - масова теплоємність рідини; T_s - температура кипіння рідини.

Якщо прийняти $c'_p = const$, то з урахуванням $S_0 = 0$ отримаємо

$$S' = c'_p \ln \frac{T_s}{273}. \quad (10.10)$$

Для води до температур $(100...120)^\circ\text{C}$ c'_p приблизно дорівнює $4,19$ кДж/(кг К) і рівняння (10.10) приймає вид

$$S' = 4,19 \ln \frac{T_s}{273}. \quad (10.11)$$

Основні параметри стану сухої насиченої пари

Суха насичена пара характеризується тиском p або температурою t_s . Процес поступового переходу рідини в суху насичену пару при постійних тисках і температурі зображений на рисунку 9.1 відрізком $(a' - a'')$. Кількість теплоти, що витрачена в цьому процесі на перетворення 1 кг води при температурі кипіння в суху насичену пару, зветься **питомою теплотою пароутворення** r . Теплота пароутворення цілком визначається тиском або температурою.

Рівняння I-го закону ТТД для процесу $(a' - a'')$ має вид

$$r = u'' - u' + l'' = u'' - u' + p(v'' - v') \quad (10.12)$$

$$\text{чи} \quad r = h'' - h', \quad (10.13)$$

де u'' - внутрішня енергія сухої насиченої пари; l'' - робота розширення при постійному тиску в процесі пароутворення; h'' - ентальпія сухої насиченої пари.

Різниця внутрішніх енергій $\Delta u = u'' - u'$, яка витрачається на роботу проти внутрішніх сил, зветься **внутрішньою теплотою пароутворення** і позначається буквою ρ

$$\rho = u'' - u'. \quad (10.14)$$

Кількість теплоти, що затрачена на роботу розширення l'' проти зовнішніх сил, дорівнює

$$l'' = p(v'' - v') = \psi, \quad (10.15)$$

і зветься **зовнішньою теплотою пароутворення**.

Таким чином

$$r = \rho + \psi. \quad (10.16)$$

Ентальпія сухої насиченої пари визначається з рівняння (10.13)

$$h'' = h' + r. \quad (10.16-a)$$

Величини r і l'' приводяться в таблицях насиченої пари, а ρ, ψ, h'' обчислюються по приведеним вище формулах.

Внутрішня енергія сухої насиченої пари може бути визначена по наступним формулах:

$$u'' = u' + \rho; \quad (10.17)$$

$$u'' = h'' - pv''. \quad (10.18)$$

Значення h'', h', r, v'', v' беруться з таблиць насиченої пари. Збільшення ентропії в процесі паротворення $(a' - a'')$ визначається формулою

$$\Delta S = S'' - S' = r/T_s. \quad (10.19)$$

Звідки ентропія сухої насиченої пари визначається наступним рівнянням

$$S'' = S' + \frac{r}{T_s} = c'_p \ln \left(\frac{T_s}{273} \right) + \frac{r}{T_s}. \quad (10.20)$$

Чисельні значення S'' і S' приводяться в таблицях насиченої пари, тому при розрахунках їх беруть з таблиць.

Основні параметри стану перегрітої пари

Перегріта пара характеризується при заданому тиску більш високою температурою, ніж насичена пара. Виробляється вона у спеціальному апараті – перегрівнику з вологої пари при підведенні до неї деякої кількості теплоти. Перегрита пара по своїм фізичним властивостям наближається до ідеального газу і тим більше, чим вище ступінь її перегріву.

Стан перегрітої пари так само, як і газу, визначається двома параметрами: $p, T; v, T$ чи p, v . В міру перегріву сухої насиченої пари її температура, питомий об'єм, ентальпія і ентропія збільшуються, а густина зменшується. Кількість теплоти, що необхідна для нагрівання 1 кг сухої насиченої пари $p = \text{const}$ до температури t , визначається формулою

$$q_n = \int_{T_s}^{T_n} c_p dT \quad \text{чи} \quad q_n = \overline{c_{pm}}(T_n - T_s), \quad (10.21)$$

де c_p - істинна теплоємність перегрітої пари при $p = \text{const}$; $\overline{c_{pm}}$ - середня теплоємність перегрітої пари при $p = \text{const}$ в інтервалі температур від T_s до T_n .

Величина q_n зветься **теплотою перегріву**. Її можна визначити також з рівняння І-го закону ТТД

$$q_n = u_n - u'' + l_n = u_n - u'' + p(v_n - v'') \quad (10.22)$$

$$\text{чи} \quad q_n = h_n - h'', \quad (10.23)$$

де $l_n = p(v_n - v'')$ - робота розширення в ізобарному процесі перегріву пари;

$u_n - u''$ - зміна внутрішньої енергії в процесі перегріву; h_n - ентальпія перегрітої пари; h'' - ентальпія сухої насиченої пари.

Ентальпія перегрітої пари відповідно до рівнянь (10.23), (10.16-а) і (10.21) дорівнює

$$h_n = h'' + q_n = h' + r + \int_{T_s}^{T_n} c_p dT \quad (10.24) \quad \text{чи} \quad h_n = h' + r + \overline{c_p}(T_n - T_s). \quad (10.25)$$

Ентальпія перегрітої пари h зветься **теплотою перегрітої пари**.

Внутрішня енергія перегрітої пари u визначається з загальної формули для ентальпії

$$u_n = h_n - p_n v_n, \quad (10.26)$$

де v_n - питомий об'єм перегрітої пари.

Зміна ентропії в процесі перегріву сухої насиченої пари (процес $a'' - d$) при $p = \text{const}$

$$\Delta S = S_n - S'' = \int_{T_s}^{T_n} \frac{\partial q_n}{T} = \int_{T_s}^{T_n} c_p \frac{dT_s}{T_s} = c_{pm} \ln \frac{T_n}{T_s}$$

Звідси знаходимо ентропію перегрітої пари

$$S_n = S'' + \int_{T_s}^{T_n} c_p \frac{dT_s}{T_s} = S' + \frac{r}{T_s} + c_{pm} \ln \frac{T_n}{T_s}$$

$$\text{чи} \quad S_n = S'' + \overline{c_{pm}} \ln \frac{T_n}{T_s} \approx 4,19 \ln \frac{T_n}{273} + \overline{c_{pm}} \ln \frac{T_n}{T_s}. \quad (10.27)$$

Основні параметри стану вологої насиченої пари

Волога насичена пара – це суміш, яка представляє собою пару зі зваженими в ній крапельками рідини. Тому значення питомого об'єму вологої пари v_x знаходяться між значеннями v' і v'' і залежать від тиску і ступіні сухості пари x . Відповідно до правила адитивності, питомий об'єм вологої насиченої пари дорівнює сумі об'ємів x кг сухої пари і $(1-x)$ кг киплячої рідини, тобто

$$v_x = x \cdot v'' + (1-x) \cdot v' \quad \text{чи} \quad v_x = v' + x(v'' - v'). \quad (10.28)$$

Стан вологої насиченої пари характеризується двома параметрами: тиском (або температурою насичення при цьому тиску) і ступінню сухості x .

Різниця $v'' - v'$ виражає збільшення об'єму пари в процесі паротворення при $p = \text{const}$. Кожному тиску насичення (чи температурі кипіння) відповідають цілком визначені значення питомих об'ємів v' і v'' . При малих тисках питомий об'єм сухої насиченої пари в багато разів більше питомого об'єму води. Тому при невисоких тисках (нижче 3 МПа) і великих ступінях сухості ($x \geq 0,8$) об'ємом води $(1-x) \cdot v'$ можна знехтувати. Тоді з рівняння (10.30) видно, що

$$v_x \cong x \cdot v'', \quad (10.29)$$

тобто питомий об'єм вологої насиченої пари приблизно дорівнює добутку питомого об'єму сухої пари того ж тиску на ступінь сухості. Густина вологої пари визначається по формулі

$$\rho_x = \frac{1}{v_x} = \frac{1}{v'' \cdot x} = \frac{\rho''}{x}. \quad (10.30)$$

Звідси видно, що густина вологої пари приблизно дорівнює відношенню густини сухої пари до ступіні сухості.

Ентальпія вологої пари визначається за правилом адитивності рівнянням

$$h_x = h' + x(h'' - h'). \quad (10.31)$$

З урахуванням вираження (10.16-а) маємо

$$h_x = h' + x \cdot r. \quad (10.32)$$

Внутрішня енергія вологої пари визначається по рівнянню

$$u_x = x \cdot u'' + (1-x) \cdot u'. \quad (10.33)$$

З урахуванням співвідношення (10.17), рівняння (10.33) перетвориться до виду

$$u_x = x(u' + \rho) + (1-x)u' = u' + x \cdot \rho. \quad (10.34)$$

З іншого боку, для вологої пари, як і для будь-якого стану речовини, справедлива залежність

$$h_x = u_x + p v_x.$$

Звідси

$$u_x = h_x - p v_x. \quad (10.35)$$

Ентропію вологої пари можна визначити за правилами адитивності

$$S_x = x S'' + (1-x) S' = x(S'' - S') + S'. \quad (10.36)$$

З урахуванням рівнянь (10.11) і (10.19) вираження (10.36) має вид

$$S_x = S' + \frac{x \cdot r}{T} = c_p \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} x. \quad (10.37)$$

У вираженні (10.36) перший доданок характеризує збільшення ентропії при нагріванні 1 кг рідини до температури кипіння, другий – збільшення ентропії при випарі x кг рідини.

З виразів (10.28), (10.31) і (10.36) знаходимо

$$x = \frac{v_x - v'}{v'' - v'} = \frac{h_x - h'}{h'' - h'} = \frac{S_x - S'}{S'' - S'}. \quad (10.38)$$

Рівняння (10.38) може бути основою для побудови ліній постійної сухості x пари в будь-яких діаграмах.

Теплота паротворення вологої пари визначається наступними співвідношеннями:

$$r_x = x \cdot r; \quad \rho_x = x \cdot \rho; \quad \psi_x = x \cdot \psi. \quad (10.39)$$

Значення $u'', u', h'', h', v'', v', r, S'', S'$ приводяться в таблицях насиченої пари, а $v_x, \rho_x, S_x, u_x, h_x, r_x$ легко визначаються по приведеним вище формулах.

10.2 T, S – діаграма водяної пари

В p, v – і T, S – діаграмах кожна точка зображує визначений стан тіла, тому кожній точці однієї діаграми відповідає визначена точка іншої. Перенесемо по точках процес паротворення з p, v – діаграми при $p = \text{const}$ у T, S – діаграму, рисунок 10.1. Оскільки ентропію рідини при 0°C

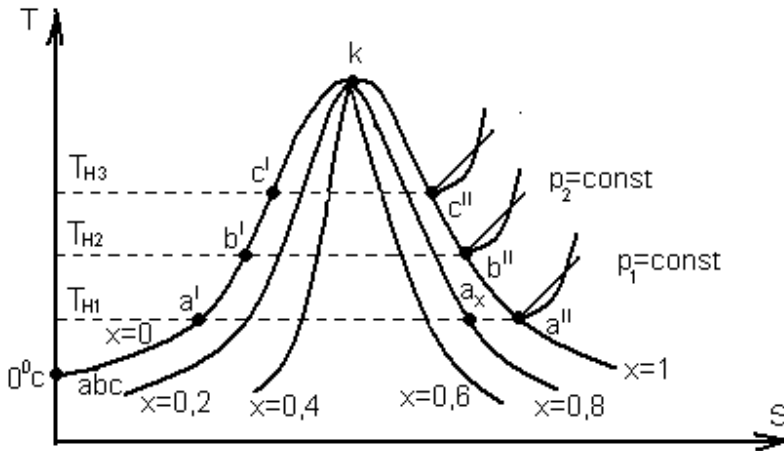


Рисунок 10.1

приймаємо умовно рівній нулю, то точка (a) в T, S – діаграмі буде розташована на висі ординат на $273,15\text{ K}$ вище абсолютного нуля. Нагрівання води від 0°C до температури насичення t_{H1} – процес $a - a'$ відбудеться за законом логарифмічної кривої (рів-

$$\text{няння 10.11). } S' = c_p \ln \frac{T_s}{273}.$$

Процес паротворення при $t_{H1} = \text{const}$ зображується горизонталлю $a' - a''$, причому довжина відрізка $a' - a'' = S'' - S' = \frac{r}{T_H}$.

Перегрів пари при $p_1 = \text{const}$ характеризується логарифмічною лінією a'' -д, побудованої по залежності (10.27). При цьому ізобара для перегрітої пари a'' -д виходить більш крута, ніж ізобара рідини, яка нагрівається, $a - a'$, тому що її кутовий коефіцієнт $\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_p = \frac{T}{c_p}$ більше,

оскільки температура перегрітої пари вище і теплоємність нижче, ніж у рідини.

З рівнянь (10.11) і (10.27) видно також, що ізобари $a - a'$ і a'' -д своєю опуклістю в T, S – діаграмі будуть звернені до осі абсцис. В T, S – діаграмі площі, розташовані під ізобарами $a - a'$, $a' - a''$, a'' -д, будуть вимірювати відповідно теплоту: рідини q' , паротворення g і перегріву $q_{пер}$. З зіставлення рівностей $r = (a' - a'')T_H$ і $r \cdot x = (a' - a_x)T_H$ витікає, що ступінь сухості пари x при деякому довільному стані (a_x) може бути визначена по T, S – діаграмі як відношення відрізків $a' - a_x$ і $a' - a''$, тобто

$$x = \frac{a' - a_x}{a' - a''}.$$

При більш високих тисках $p_2 > p_1$ і $p_3 > p_2$ ізобари паротворення і пароперегрівання розташуються відповідно вище ізобари $a' - a''$ -д. Точки (b) і (c) будуть збігатися з точкою (a) як відповідні $t = 0^\circ\text{C}$, а ізобари рідини будуть накладатися одна на іншу, оскільки вони

виражаються одним рівнянням (10.11), з тією лише різницею, що точка (y') буде вище точки (a'), тому що $T_{н2} > T_{н1}$ і точка (z') буде вище точки (y'), оскільки $T_{н2} > T_{н1}$. Відрізки $v'-y''$ і $z'-z''$ будуть відповідно менше відрізка $a'-a''$, тому що $\Delta S = S'' - S' = \frac{r}{T_n}$ з підвищенням тиску

зменшується як за рахунок зниження r , так і за рахунок підвищення T_n . З'єднавши точки (a'), (b'), (c') і т. д і крапки (a''), (b''), (c''), ... , одержимо відповідно **нижню і верхню пригранічні криві** (рис. 10.1). Перетинання цих кривих дає **критичну точку (К)**. Між пригранічними кривими розташовується **область вологої пари**. Область праворуч і вище верхньої пригранічної кривої ($x=1$) відноситься до **перегрітої пари**, а область ліворуч нижньої пригранічної кривої – це **область рідини**.

В області вологої пари будують криві постійної ступіні сухості $x = 0,8; 0,6; 0,4; 0,2$. Ці криві виходять діленням горизонтальних відрізків між пригранічними кривими на рівне число частин і наступною сполукою точок однакових розподілів.

Необхідно відзначити, що ізобари в області перегрітої пари є, строго говорячи, еквідистантними кривими, тому що C_{pm} перегрітої пари залежить від тиску, про що було сказано раніше.

Ізохори в області вологої пари являють собою криві, спрямовані опуклістю нагору, а в області перегрітої пари ізохори мають характер, аналогічний ізобарам, але вони крутіше останніх.

10.3 h, S – діаграма водяної пари

Для практичних теплових розрахунків парових процесів більш зручною в порівнянні з T, S – діаграмою є h, S – діаграма. На цій діаграмі ординатами служать значення ентальпій h , а абсцисами – величини ентропій S .

Основна перевага цієї діаграми на відміну від T, S – діаграми, що особливо виявляється при різних розрахунках, полягає в тому, що в h, S – координатах величини $q', r, q_{пер}$, а також h', h'' і ентальпія перегрітої пари зображується лінійними відрізками, а не площами, як у системі координат T, S .

Порядок побудови h, S – діаграми аналогічний викладеному вище для T, S – діаграми. На ній також наносяться пригранічні криві води і пари, криві постійних тисків, ступіней сухості і температур. Координатами точок для нижньої пригранічної кривої ($x=0$) є величини h' і S' , для верхньої ($x=1$) – h'' і S'' . Для точок з однаковим тиском, що лежать на пригранічних кривих, відстань по вертикалі дорівнює $h'' - h' = r$, а відстань по горизонталі $S'' - S' = \frac{r}{T_n}$. Якщо ці точки, наприклад (в) і (с), з'єднати прямою, то одержимо ізобару і

одночасно ізотерму насиченої пари (рис. 10.2). Дані для побудови пригранічних кривих беруть у таблицях.

З рисунку 10.2 отримуємо $v_e/v_c = nm/nb = (\tau_x/T_n)/(\tau/T_n) = x$, тобто аналогічно діаграмам p, v і T, S ступінь сухості вологої пари в h, S – діаграмі визначається відношенням відрізка ізобари між прикордонними кривими. Тому криві постійної ступіні сухості будують так само, як і в T, S – діаграмі, шляхом ділення відрізків ізобар між пригранічними кривими на рівне число частин і сполукою однойменних точок розподілом (x_1, x_2, x_3 і т.д.).

Відрізки ізобар в області вологої пари є слабо розбіжними прямими похилими лініями. В області перегрітої пари ізобари піднімаються зліва направо, будучи трохи крутіше прямолінійної ізобари насиченої пари, і звернені опуклістю вниз. Подібний характер їх протікання підтверджується формулою $T = (\partial h / \partial s)_p$.

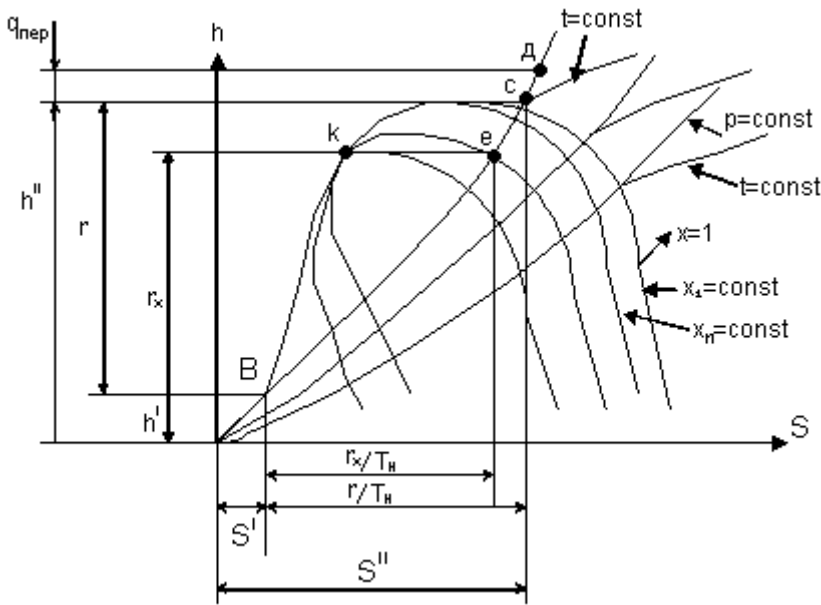


Рисунок 10.2

Приведена формула показує також, що ізобари паротворення плавно переходять в ізобари пароперегрівання, причому, якщо продовжити першу ізобару, то вона буде дотичною до другої. Оскільки кут нахилу дотичних в міру збільшення температури зростає, ізобари перегрітої пари різних тисків являють собою розбіжні криві лінії.

За початок координат приймається стан води в потрійній точці, де $h=0$; $S=0$. Тому пригранічна крива рідини ОК виходить з початку координат. Обидві пригранічні криві сходяться в критичній т. К.

Ізотерми перегрітої пари також піднімаються з ліворуч праворуч, але набагато пологіше, ніж ізобари. Підйом ізотерм зменшується в міру їх віддалення від верхньої пригранічної кривої, і вони асимптотично наближаються до горизонталей, будучи звернені опуклістю нагору. Такий характер зображення ізотерм обумовлюється тим, що по мірі віддалення від області насичення перегріта пара наближається по своїм властивостям до ідеального газу, а для ідеального газу, як видно з формули $h=c_p T$ ентальпія залежить тільки від температури, тобто лінії $t=const$ одночасно є лініями $h=const$.

Ізохори в h, S – діаграмі також будують по точках за допомогою таблиць водяної пари, і вони являють собою криві, аналогічні ізобарам, але які мають більш крутий вигин. Оборотна адіабата в координатах h, S (так само як і в T, S – діаграмі) зображується прямою вертикальною лінією ($S=const$), що дуже зручно, і використовується при розрахунках паросилових установок.

Очевидно також, що кількість теплоти, яка підводиться до пари в ізобарному процесі, буде вимірятися різницею ординат кінцевої і початкової точок процесу ($q_p = h_2 - h_1$).

Таким чином, в h, S – діаграмі по положенню точки, яка відповідає деякому стану пари, можна легко визначити значення всіх параметрів цієї пари p, v, T, h, S .

Ця формула дозволяє визначити тангенс кута дотичної до ізобари з віссю абсцис і показує, що цей кут залежить від температури пари (збільшується при її зростанні), отже, і ізобари будуть кривими, які піднімаються зліва направо, і з опуклістю, зверненою вниз.

В області ж вологої пари ізобара – пряма лінія, тому що $T_n = const$ і нахил її до осі абсцис визначається температурою пари (чим більше температура, тим крутіше ізобара).

ЛЕКЦІЯ 11

11.1 Основні термодинамічні процеси водяної пари

На практиці можуть зустрічатися парові процеси, які протікають в області або вологої насиченої пари, або в області перегрітої пари, або так, що одна частина процесу протікає в області вологої насиченої, а інша – в області перегрітої пари.

Для аналізу роботи паросилових установок велике значення мають ізохорний, ізобарний, ізотермічний і адіабатний процеси. Відрізки 1 – 1'' і 1'' – 2 на рисунках відносяться до випадків протікання процесів без зміни агрегатного стану пари: на відрізку 1 – 1'' пара залишається вологою насиченою, а на відрізку 1'' – 2 – перегрітою. Відрізок 1 – 2 відповідає випадку протікання процесу, в якому пара переходить з насиченого стану в перегрітий.

Ізохорний процес

Ізохори на p, v -, T, S – і h, S – діаграмах представлені на рисунку 11.1.

Ізохорний процес на $p-v$ діаграмі (рис. 11.1.а) зображується відрізком вертикальної прямої 1-2, а на T, S діаграмі (рис. 11.1.б) – кривою лінією, яка в області вологої пари направлена опуклістю вгору, а в області перегрітої пари – опуклістю вниз. В h, S - діаграмі (рис. 11.1.в) ізохора в області вологої пари є кривою, вельми близькою до прямої похилої, а в області перегрітої пари, направленою опуклістю вниз. Причому на цих діаграмах ізохори нахилені декілька крутіше за ізобари.

На T, S – діаграмі ізохори, які перетинають пригранічну криву пари, не можуть перетинати пригранічну криву рідини, оскільки завжди питомий об'єм рідини ($x = 0$) менше питомого об'єму сухої насиченої пари ($x = 1$).

З рисунку 11.1.а видно, що для всіх ізохорних процесів в області вологої пари можливі 2 випадки: $v < v_{кр}$. (де $v_{кр}$ – питомий об'єм в критичній точці); $v > v_{кр}$.

При підведенні теплоти до вологої пари в першому випадку (процес а-б) відбувається зменшення ступіні сухості вологої пари і в точці б перетину ізохори з пригранічною кривою рідини волога пара повністю перетворюється на воду.

При цьому температура і тиск підвищуються. Температура в точці б дорівнює температурі кипіння води при тиску $p_б$. Підведення теплоти к вологій парі в другому випадку $v > v_{кр}$ (процес 1 – 2) приводить до підвищення ступіні сухості вологої пари. В точці 1'' пар стає сухим насиченим. Подальше підведення теплоти викликає його перегрів.

Таким чином, в ізохорному процесі кількість теплоти q_{1-2} , що підводиться до пари, витрачається на зміну його внутрішньої енергії, тобто

$$q_{1-2} = u_2 - u_1, \quad (11.1)$$

або
$$q_{1-2} = (h_2 - p_2 v) - (h_1 - p_1 v) = (h_2 - h_1) - v(p_2 - p_1). \quad (11.2)$$

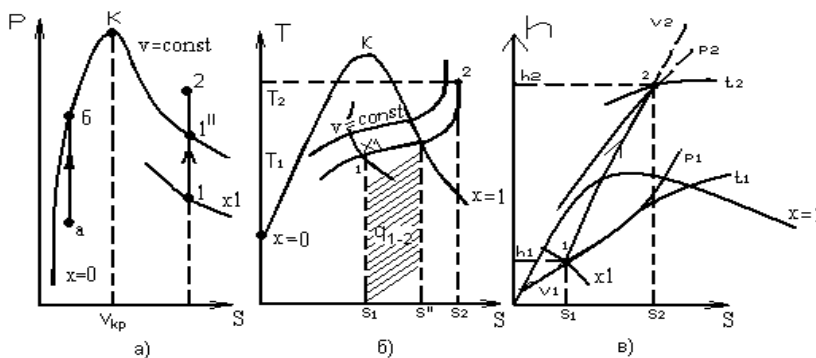


Рисунок 11.1

На T, S -діаграмі кількість теплоти q_{1-2} зображається заштрихованою площею.

При графічному методі розрахунку, величини, які входять у формулу (11.2), знаходять по h, S -діаграмі. При розрахунковому методі величини для (11.2) обчис-

люють за відповідними формулами. Ентальпію вологої пари визначають

$$h_x = h' + x \cdot r.$$

Величини h' і r беруть з таблиць вологої пари для тиску p_1 . Ступінь сухості пари $x = v_x/v''$ знаходять так: v'' беруть з таблиць вологої пари за тиском p_1 , а v_x задано за умовою завдання положенням точки 1. Значення ентальпії h_2 (рис. 11.1.в) береться з таблиць перегрітої пари.

Ізобарний процес

На рисунку 11.2 приведений ізобарний процес в $p, v - T, S - i, h, S -$ діаграмах.

Як видно, на $p, v -$ діаграмі (рис.11.2.а), ізобара зображається горизонтальною прямою 1-2. В області вологої насиченої пари ізобара є одночасно і ізотермою. При підведенні теплоти до вологої насиченої пари, ступінь сухості її збільшується і волога пара при $t = \text{const}$ переходить в суху насичену пару, а потім в перегріту.

На $T, S -$ діаграмі (рис.11.2.б) в області вологої насиченої пари ізобара також представляється прямою горизонтальною лінією, а у області перегрітої пари – кривою 1''-2, яка піднімається вгору і направлена опуклістю вниз.

На $h, S -$ діаграмі (рис. 11.2.в) ізобара в області вологої насиченої пари представляє пряму похилу, що перетинає пригранічні криві рідини і пари. В області перегрітої пари вона переходить в криву, обернену опуклістю вниз.

Кількість теплоти, що підводиться до пари в ізобарному процесі, розраховується за рівнянням

$$q = h_2 - h_1, \quad (11.3)$$

На $T, S -$ діаграмі ця кількість дорівнює заштрихованій площі 1-2-S₂-S₁, а на $h, S -$ діаграмі – різниці ординат точок 2 і 1.

Робота процесу

$$l_{1-2} = q_{1-2} - (u_2 - u_1) = p (v_2 - v_1). \quad (11.4)$$

В $p, v -$ діаграмі робота розширення дорівнює площі під ізобарою, тобто, заштрихованій площі прямокутника 1-2-v₂-v₁.

Зміна внутрішньої енергії пари

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p v_2) - (h_1 - p v_1) = h_2 - h_1 - p(v_2 - v_1). \quad (11.5)$$

Для процесу, що протікає у області вологої пари при $p = \text{const}$, за рівнянням (10.30), маємо

$$v_1 = v' + x_1 (v'' - v'); \quad v_2 = v' + x_2 (v'' - v').$$

Звідси знаходимо
$$x_2 = x \cdot (v_2 - v') / (v_1 - v'). \quad (11.6)$$

Нехтуючи питомим об'ємом рідини V' у зв'язку з тим, що $V_1 \gg V'$ і $V_2 \gg V'$, одержуємо

$$x_2 = x_1 \cdot (v_2 / v_1), \quad (11.7)$$

де v' і v'' визначаються за таблицями насиченої пари при заданому $p = \text{const}$.

Величини h_2, h_1, v_2, v_1 для (11.5) визначають або по $h, S -$ діаграмі, або за відповідними формулами, паровими таблицями. Наприклад, значення ентальпії вологої пари h_1 визначається

по формулі

$$h_x = h' + x \cdot r,$$

де $x = v_x/v''$, а значення h', r, v'' беруть з таблиць вологої пари; h_2, v_2 для (11.5) – з таблиць перегрітої пари.

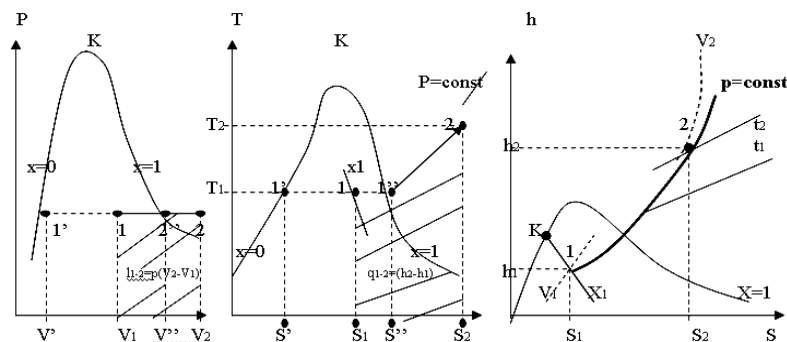


Рисунок 11.2

Ізотермічний процес

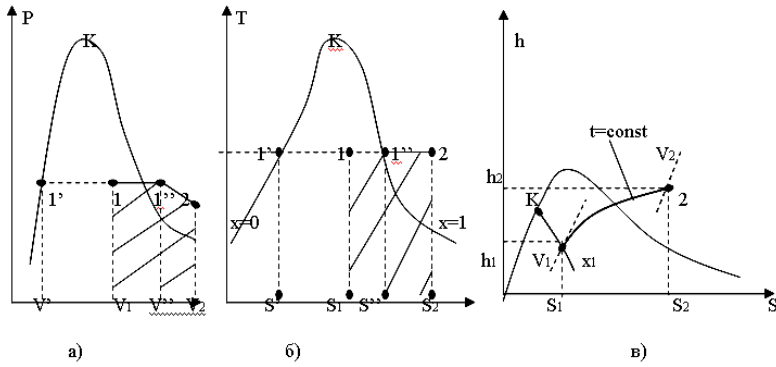


Рисунок 11.3

Ізотермічний процес повністю зображається відрізком горизонтальної прямої. В h, S – діаграмі (рис. 11.3.в) ізотерма в області вологої пари є прямою похилою, яка одночасно є ізобарою; в області перегрітої пари – крива, направлена опуклістю вгору. Ця крива піднімається зліва направо і у міру віддалення від пригранічної кривої пари, асимптота наближається до горизонталі.

Кількість теплоти, підведена до 1 кг пари в ізотермічному процесі 1 – 2 (розширення пари), визначається за формулою

$$q_{1,2} = T(S_2 - S_1). \quad (11.8)$$

В T, S – діаграмі кількість теплоти $q_{1,2}$ дорівнює заштрихованій площі прямокутника $S_1-1-2-S_2$.

Необхідно відзначити, що для водяної пари, як і для будь-якого реального газу, внутрішня енергія в процесі при $T = \text{const}$ на відміну від внутрішньої енергії ідеального газу змінюється унаслідок зміни потенційної енергії сил взаємодії між молекулами. Тому можна записати

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1) = h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (11.9)$$

Робота розширення пари визначається за рівнянням

$$l = q - \Delta u = T(S_2 - S_1) - [(h_2 - h_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1)]. \quad (11.10)$$

Величини, що входять в ці рівняння, можна знайти по h, S – діаграмі.

Адіабатний процес

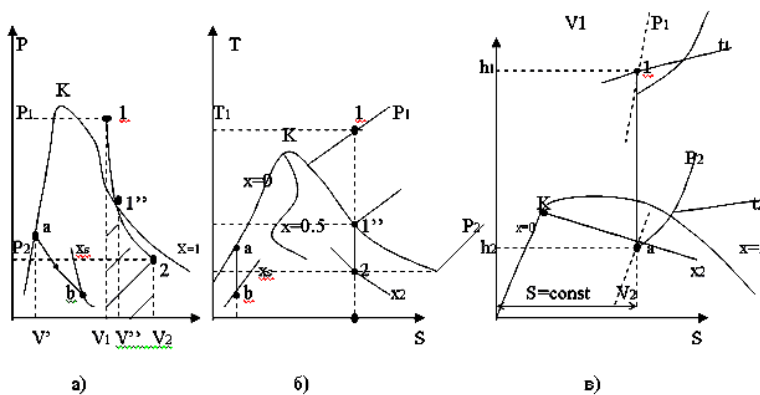


Рисунок 11.4

На рисунку 11.4

приведений адіабатний процес в p, v – ; T, S – ; h, S – діаграмах.

Рівноважний адіабатний процес протікає при постійній ентропії, тому на T, S і h, S – діаграмах адіабати зображаються відрізком прямої лінії.

З рисунку 11.4.а видно, що при адіабатному розширенні волога пара або зволожується або підсушується залежно від

того, ближче до якої пригранічної кривої (рідини або пари) розташована початкова точка. Значення показника

адіабати різні для перегрітої та вологої насиченої пари. В області вологої насиченої пари, показник адіабати визначається за формулою

$$k=1,035+0,1x . \quad (11.11)$$

Причому значення ступіні сухості x вологої пари при його розширенні приймається в початковому, а при стисканні - в кінцевому стані процесу.

Для адіабати, що починається або закінчується на пригранічній кривій пари ($x = 1$), $k=1,135$.

Для адіабати, повністю розташованої в області перегрітої пари, $k=1,3$. Тому, в p, v - діаграмі на пригранічній кривій пари адіабата має перегин (точка 1"рис. 11.4.а).

Оскільки значення показника k є середніми і наближеними, то при точних розрахунках ними користуватися не можна. Точний розрахунок адіабатних процесів проводиться за допомогою таблиць. Адіабата перегрітої водяної пари, подібно до адіабати ідеального газу, належить до сімейства політропних кривих. Тому, до неї застосовні ті формули для обчислення роботи, які витікають з рівняння, а саме

$$l_{1,2} = (p_1 v_1 / (n - 1)) \cdot \left[1 - (p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}} \right] . \quad (11.12)$$

Для адіабатного процесу $q_{1,2}=0$. Отже, на підставі 1-го закону ТТД робота адіабатного процесу визначається із співвідношення

$$l_{1,2} = -\Delta u = u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2) = h_1 - h_2 - (p_1 v_1 - p_2 v_2) . \quad (11.13)$$

Зміна внутрішньої енергії

$$\Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1) . \quad (11.14)$$

Лекція 12

12.1 Основні характеристики вологого повітря

Механічний зв'язок сухого повітря з водяною парою називається **вологим повітрям, або легко-паровою сумішшю**.

Вологе повітря потрібно розглядати як різновид газової суміші. Це пояснюється тим, що при атмосферному тиску в інтервалі температур, обмеженому знизу температурою звично не нижче -50°C , сухе повітря може бути тільки в газоподібному стані, тоді як H_2O зустрічається у вигляді пари, рідини або твердої фази залежно від температури суміші і може випадати із суміші.

Розглядаючи вологе повітря як окремий випадок газової суміші і вважаючи, що при порівняно невисокому тиску, що представляє інтерес для практики, водяна пара наближається за властивостями до ідеального газу, за законом **Дальтона**, тиск вологого повітря можна записати як суму

$$P_{\text{в.в.}} = P_{\text{с.в.}} + p_n, \quad (12.1)$$

де $P_{\text{в.в.}}$ – тиск вологого повітря; $P_{\text{с.в.}}$ – парціальний тиск сухого повітря;

p_n – парціальний тиск водяної пари.

Максимальний парціальний тиск водяної пари при заданій температурі називається **тиском насичення** і позначається p_s . Величина p_s водяної пари у вологому повітрі визначається тільки температурою суміші і не залежить від тиску суміші p .

Для визначення стану пари, що міститься в повітрі, потрібно знати температуру і парціальний тиск цієї пари. Температурою **точки роси** називається температура, до якої потрібно охолодити при постійному тиску повітря, щоб воно стало насиченим.

Основними характеристиками вологого повітря є **абсолютна і відносна вологості**, вологомісткість і ступінь насичення.

Абсолютною вологістю повітря називається кількість водяної пари, кг, що міститься в 1 куб.м вологого повітря. Враховуючи, що вологе повітря є газовою сумішшю, об'єм пари в суміші дорівнює об'єму всієї суміші, отже, абсолютна вологість може бути виражена у вигляді щільності пари ρ_n в суміші при своєму парціальному тиску p_n і температурі суміші

$$D = m_n / V_n = m_n / V_{\text{см}} = \rho_n. \quad (12.2)$$

Відносною вологістю повітря називається відношення дійсної абсолютної вологості повітря ρ_n до максимально можливої абсолютної вологості повітря при тій же температурі

$$\varphi = \rho_n / \rho_s = D / \rho_s = p_n / p_s, \quad (12.3)$$

де ρ_s - щільність сухої і насиченої пари; p_n , p_s - відповідно парціальний тиск.

Співвідношення (12.3) справедливо, якщо можна вважати, що пара рідини є ідеальним газом аж до стану насичення. При цьому:

$$\rho_n = p_n / (R_n \cdot T); \quad \rho_s = p_s / (R_n \cdot T), \quad (12.4)$$

де R_n - газова стала пари.

Значення φ можна виражати в долях одиниці або у відсотках.

Вологомісткість d вологого повітря – це відношення маси m водяної пари, що міститься у вологому повітрі, до маси m сухого повітря

$$d = (m_n / m_{\text{с.в.}}) = (\rho_n / \rho_{\text{с.в.}}), \quad (12.5)$$

воломісткість d вимірюється в кг/кг с.в. або г/кг с.в. .

Величина d визначає масу пари, що міститься в 1 кг сухого повітря або в $(1+d)$ кг вологого повітря. Величина вологомісткості d визначається таким чином:

визначаючи ρ_n і $\rho_{c.в.}$ з рівняння стану і підставляючи їх значення в рівняння (12.5),

$$\text{одержуємо} \quad d = \frac{\mu_n \cdot p_n}{\mu_{c.в.} \cdot p_{c.в.}} = \frac{\rho_n}{\rho_{c.в.}} = \frac{p_n}{R_n T} \cdot \frac{R_{c.в.} T}{p_{c.в.}} = \frac{287}{462} \cdot \frac{p_n}{p_{c.в.}}, \quad (12.6)$$

де $\mu_{c.в.}$ - молекулярні маси сухого повітря і водяної пари. Оскільки $\mu_{c.в.} = 28,96$ кг/моль; $\mu_n = 18,016$ кг/моль, то, підставляючи їх в (12.6) з урахуванням (12.1) одержуємо

$$d = 0,622 \cdot [p_n / (p_{c.в.} - p_n)], \quad (12.7)$$

тобто із збільшенням парціального тиску пари p вологомисткість d збільшується.

12.2 Щільність, питома газова стала вологого повітря

Використавши звичайне правило сумішей, визначимо щільність $\rho_{в.в.}$ вологого повітря як суму щільності сухого повітря $\rho_{c.в.}$ і водяної пари ρ_n .

$$\rho_{в.в.} = \rho_n + \rho_{c.в.}; \quad (12.8)$$

$$\rho_{в.в.} = p_{c.в.} / (R_{c.в.} \cdot T) + p_n / (R_n \cdot T). \quad (12.9)$$

Враховуючи, що $R_{c.в.} = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; $R_n = 462 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, рівняння (12.9), використовуючи рівняння (12.1) і (12.3), можна перетворити до вигляду :

$$\begin{aligned} \rho_{в.в.} &= \frac{p_{c.в.}}{R_{c.в.} T} + \frac{p_n}{R_n T} = \{B = p_{c.в.} + p_n\} = \frac{B}{R_{c.в.} T} - \frac{p_n}{R_{c.в.} T} + \frac{p_n}{R_n T} = \rho_{c.в.} + \\ &+ (p_n / T) \cdot (1 / R_n - 1 / R_{c.в.}) = \rho_{c.в.} - 1,32 \cdot 10^{-3} \cdot (p_n / T); \\ \rho_{в.в.} = \rho_{c.в.} + \rho_n &= \frac{p_{c.в.} \mu_{c.в.}}{R_\mu T} + \frac{p_n \mu_n}{R_\mu T} = \frac{B \mu_{c.в.}}{R_\mu T} - \frac{p_n \mu_{c.в.}}{R_\mu T} + \frac{p_n \mu_n}{R_\mu T} = \\ \rho_{c.в.} + \frac{p_n (\mu_n - \mu_{c.в.})}{R_\mu T} &= \rho_{c.в.} - 1,32 \cdot 10^{-3} \cdot (p_n / T) \quad . \end{aligned} \quad (12.10)$$

Оскільки $\mu_n = 18,016$ кг/кмоль, $\mu_{c.в.} = 28,96$ кг/кмоль, $R_\mu = 8314,2$ Дж/(кмоль К),

$$d = \rho_n / \rho_{c.в.} = p_n / (R_n T) \cdot (R_{c.в.} T) / p_{c.в.} = (287 p_n) / (462 p_n) = 0,622 [p_n / (B - p_n)].$$

Остаточно маємо

$$\rho_{в.в.} = p_{в.в.} / (R_{в.в.} \cdot T) - 0,00132 [(\varphi \cdot p_s) / T], \quad (12.11)$$

Звідси видно, що щільність вологого повітря лінійно залежить від відносної вологості.

Залежність щільності $\rho_{в.в.}$ вологого повітря від вологомисткості визначаються з виразу (12.5) і (12.10)

$$\rho_{в.в.} = (\rho_s / d) \cdot (1 + d). \quad (12.12)$$

Визначимо тепер **газову сталу вологого повітря** R . Відповідно до рівняння

$$R_{в.в.} = g_{c.в.} \cdot R_{c.в.} + g_n \cdot R_n, \quad (12.13)$$

газову постійну вологого повітря можна розрахувати, знаючи масовий склад і газові сталі сухого повітря і водяної пари.

Масові долі сухого повітря і водяної пари відповідно рівні

$$g_{c.в.} = 1 / (1 + d); \quad g_n = d / (1 + d) \quad (12.14)$$

Отже, з урахуванням вказаних вище величин, рівняння газової сталої вологого повітря запишеться у вигляді

$$R_{в.в.} = (287 + 462d) / (1 + d). \quad (12.15)$$

12.3 Теплоємність і ентальпія вологого повітря

Ізобарна теплоємність вологого повітря розраховується як сума теплоємностей 1 кг сухого повітря і d кг водяної пари

$$c_{p_{в.в.}} = c_{p_{с.в.}} + c_{p_{п.}} d, \quad (12.15)$$

де і $c_{p_{п.}}$ - питомі теплоємності при постійному тиску сухого повітря і водяної пари.

В наближених ТД розрахунках, пов'язаних з вологим повітрям, можна прийняти:
 $c_{p_{с.в.}} \approx 1,00$ кДж/(кг К)=const; $c_{p_{п.}} \approx 1,93$ кДж/(кг К)=const.

Тоді
$$c_{p_{в.в.}} = 1,00 + 1,93d.$$

Також, як і теплоємність, розраховується ентальпія вологого повітря

$$H_{в.в.} = h_{с.в.} + d \cdot h_{п.}. \quad (12.17)$$

Ентальпія 1 кг сухого повітря

$$h_{с.в.} = c_{p_{с.в.}} \cdot t. \quad (12.18)$$

Для інтервалу температур від $0^0 C$ до $100^0 C$ $c_{p_{с.в.}} = 1$ кДж/ (кг К). З урахуванням цього у вказаному діапазоні температур

$$h_{с.в.} = 1 \cdot t. \quad (12.19)$$

Ентальпія перегрітої водяної пари при температурі t і тиску p розраховується за формулою

$$h_{п.} = r_0 + \int_0^t c_{p_{п.}} \cdot dT + \int_{p_0}^p (dt / dp)_T \cdot dp, \quad (12.20)$$

де r_0 - прихована теплота паротворення при $t=0^0 C$; $c_{p_{п.}}$ - теплоємність водяної пари.

Останній доданок визначає зміну ентальпії з підвищенням тиску на ізотермі t .

Розглядаючи пару як ідеальний газ, для якого c_p і h не залежать від тиску, рівняння (12.20) можна записати у вигляді

$$h_{п.} = r + c_{p_{п.}} \cdot t, \quad (12.21)$$

Питома теплоємність водяної пари дорівнює $c_{p_{п.}} \approx 1,93$ кДж/(кг · К).

Теплота паротворення при $t=0^0 C$ дорівнює $r=2501$ кДж/кг.

З урахуванням цих значень з рівняння (12.21) маємо, кДж/кг

$$h_{п.} = 2501 + 1,93t. \quad (12.22)$$

Після підстановки в рівняння (12.17) значень $h_{с.в.}$ і $h_{п.}$ з рівнянь (12.19) і (12.22) воно прийме вигляд, кДж/кг

$$H_{в.в.} = t + d(2501 + 1,93t). \quad (12.23)$$

ЛЕКЦІЯ 13

13.1 Рівняння першого закону термодинаміки для потоку

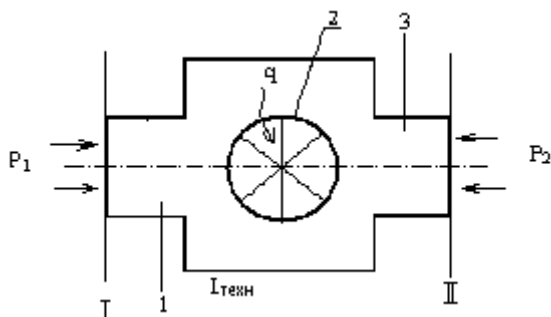
Дотепер ми розглядали тільки системи, речовина в якій не переміщалася (як ціле) у просторі; однак варто підкреслити, що перший закон ТТД має загальний характер і справедливий для будь-яких систем – і нерухомих і тих, які рухаються.

Розглянемо течію рідини або газу в каналі довільної форми. Розглянемо лише одномірні стаціонарні потоки, у яких параметри залежать тільки від однієї координати, яка збігається з напрямком вектора швидкості, і не залежать від часу.

Умова нерозривності течії в таких потоках полягає в однаковості масової витрати m робочого тіла в будь-якому перетині

$$m = \frac{F \cdot c}{v} = const. \quad (13.1)$$

Розглянемо термодинамічну систему, представлену на рисунку 13.1.



Тут індекси I і II відносимо до двох перетинів потоку. Проаналізуємо, з чого складається для потоку фігуруюча в цьому рівнянні величина роботи, яка вироблена потоком газу, який рухається. По трубопроводу I робоче тіло з параметрами T_1, p_1, v_1 подається зі швидкістю c_1 у тепломеханічний агрегат 2 (двигун, турбіна, парогенератор, компресор і т.д.)

Рисунок 13.1

Кожен 1кг робочого тіла одержує від зовнішнього джерела теплоту q і виробляє технічну роботу $L_{техн}$, наприклад, приводячи в рух ротор турбіни, а потім видаляється через вихлопний патрубок 3 зі швидкістю c_2 , маючи параметри T_2, p_2, v_2 . Корисну роботу потоку, яку здійснює він над зовнішнім об'єктом за допомогою рухливих елементів агрегату, називають **технічною роботою**.

Виділимо об'єм робочого тіла між перетинами I і II, замінимо дію відкинутих частин потоку відповідними силами.

Визначимо роботу, яку здійснює потік. Для того, щоб ввести в ділянку, яка розглядається, через перетин I в одиницю часу порцію газу (рідини) масою m , потрібно затратити деяку роботу, яка витрачається на те, щоб виштовхнути з розглянутої ділянки каналу таку ж порцію газу і звільнити тим самим місце для нової порції газу, що надходить. Оскільки $p_1 = const$, кожен 1кг робочого тіла може зайняти об'єм V_1 лише при витраті роботи, рівної

$$l_{вш} = -p_1 \cdot v_1. \quad (13.2)$$

Підкреслимо ще раз, що $l_{вш}$ - це **робота виштовхування**, яку потрібно підвести до розглянутої порції газу m , щоб «виштовхнути» її в розглянуту ділянку каналу через перетин F_1 . Цьому протидіє сила тиску газу, що вже знаходиться в розглянутій ділянці каналу, яка по абсолютній величині теж дорівнює p_1 , але спрямована назустріч потоку, вона перешкоджає руху нашого гіпотетичного поршня.

Для того, щоб вийти в трубопровід 3, робоче тіло повинно виштовхнути з нього таку ж кількість робочого тіла, яке раніше знаходилося в ньому, переборюючи тиск p_2 , тобто кожен 1 кг, займаючи об'єм V_2 , повинний зробити визначену **роботу виштовхування**

$$l_{виш} = p_2 v_2. \quad (13.3)$$

Справді, оскільки через перетин I у розглянуту ділянку каналу уже «виштовхнута» порція газу масою m , відповідно до принципу нерозривності очевидно, що така ж порція газу повинна бути «виштовхнута» з розглянутої ділянки каналу через перетин II. Якої-небудь додаткової роботи для проштовхування газу через перетин II затратити не потрібно – через перетин II газ проштовхується за рахунок тієї роботи, яка витрачена на виштовхування газу через перетин I. Однак газ, який виходить через перетин II, у свою чергу, робить роботу, яка витрачається на проштовхування газу, який заповнює канал за перетином II. Саме ця робота і називається **роботою виштовхування**.

З (13.1) видно, що при протіканні газу з витратою m через ділянку каналу між довільно обраними перетинами I і II за одиницю часу відбувається робота, яка дорівнює алгебраїчній сумі роботи $l_{виш}$, яку робить поршень 2, і роботи $l_{виш}$, яка виробляється над поршнем (ця робота зветься **роботою проштовхування**)

$$l_{прот} = l_{виш} + l_{виш} = p_2 v_2 - p_1 v_1. \quad (13.4)$$

Робота проштовхування – перша частина роботи, яку робить потік.

Далі, якщо швидкість потоку в перетині II (c_2) відрізняється від швидкості в перетині I (c_1), то частина роботи розширення буде витрачена на збільшення кінетичної енергії робочого тіла в потоці, рівну

$$\Delta l_{кин} = (c_2^2 / 2) - (c_1^2 / 2). \quad (13.5)$$

Це – друга складова частина роботи, яка здійснюється потоком.

Якщо перетини I і II розташовані на різній висоті (відповідно Z_1 і Z_2), то повинна бути витрачена робота для того, щоб підняти розглянуту порцію газу з Z_1 до Z_2 . Ця робота дорівнює зміні потенційної енергії порції газу масою m

$$l_{ном} = g(z_2 - z_1) \quad (13.6)$$

Це – третя складова частина роботи, яка здійснюється потоком.

В загальному випадку потік може також робити інші види роботи на шляху між перетинами каналу I і II, наприклад, обертати колесо турбіни, або, якщо це потік електропровідної рідини в поперечному магнітному полі, віддавати електроенергію в зовнішній ланцюг внаслідок магнітодинамічного ефекту і т.д. Усі ці види роботи, що зветься **технічною роботою**, позначимо $l_{техн}$. Технічна робота може не тільки відбиратися від потоку, але підводитися до потоку. Можна привести приклади, зворотні названім: потік може нагнітатися відцентровим насосом, перекачуватися електромагнітним насосом і т.д.

Технічна робота $l_{техн}$ є четвертою складовою частиною роботи, яку робить потік.

Нарешті, п'ятою складовою частиною роботи потоку є робота, яка витрачається на подолання сил тертя на стінках каналу. Позначимо цю роботу $l_{тр}$.

Отже, робота, що робить потік газу, (рідини), який рухається, в загальному випадку записується таким чином

(13.7)

$$L_{1-2} = m(p_2 v_2 - p_1 v_1) + m\left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}\right) + mg(Z_2 - Z_1) + L_{\text{мехн}} + L_{\text{тр}}$$

чи

$$l_{1-2} = (p_2 v_2 - p_1 v_1) + m\left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}\right) + g(z_2 - z_1) + l_{\text{мехн}} + l_{\text{тр}}. \quad (13.8)$$

Підставляючи ці співвідношення (13.7) і (13.8) в рівняння I-го закону термодинаміки, отримаємо

$$Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + m(p_2 v_2 - p_1 v_1) + m\left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}\right) + mg(Z_2 - Z_1) + L_{\text{мехн}} + L_{\text{тр}}, \quad (13.9)$$

чи

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + m(p_2 v_2 - p_1 v_1) + m\left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}\right) + mg(z_2 - z_1) + l_{\text{мехн}} + l_{\text{тр}} \quad (13.10)$$

В диференціальній формі це рівняння запишеться у виді

$$dq = du + d(pv) + cdc + gdz + dl_{\text{мехн}} + dl_{\text{тр}}. \quad (13.11)$$

З урахуванням того, що $h = u + p v$, отримаємо

$$q_{1-2} = (h_2 - h_1) + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}\right) + g(z_2 - z_1) + l_{\text{мехн}} + l_{\text{тр}} \quad (13.12)$$

і

$$dq = dh + cdc + gdz + dl_{\text{мехн}} + dl_{\text{тр}}. \quad (13.13)$$

Рівняння (13.12) і (13.13) являють собою запис **першого закону термодинаміки для потоку**.

Порівняємо тепер диференціальне рівняння I-го закону ТТД, записане в самому загальному виді для довільної системи, з окремим випадком цього рівняння для потоку. Перше з цих рівнянь, як відомо, має вид

$$dq = du + pdv; \quad (13.14)$$

друге –

$$dq = du + d(pv) + cdc + gdz + dl_{\text{мехн}} + dl_{\text{тр}}. \quad (13.15)$$

Варто мати на увазі, що рівняння (13.14) написано для випадку, коли єдиним видом роботи є робота розширення.

Далі важливо помітити, що в випадку течії з тертям, робота потоку, затрачаючись на подолання тертя, цілком перетворюється в теплоту, що сприймається потоком. Тому величина q у лівій частині співвідношень (13.14) і (13.15), при течії з тертям являє собою суму теплоти, яка підводиться до потоку ззовні (позначимо її $q_{\text{зов}}$), і теплоти тертя $q_{\text{тр}}$

$$q = q_{\text{зов}} + q_{\text{тр}}. \quad (13.16)$$

Тоді рівняння (13.14) і (13.15) можна переписати в наступному виді

$$dq_{зоб} + dq_{тр} = du + pdv; \quad (13.17)$$

$$dq_{зоб} + dq_{тр} = du + d(pv) + cdc + gdz + dl_{техн} + dl_{тр}. \quad (13.18)$$

Тому що теплота тертя дорівнює роботі тертя $dq_{тр}=dl_{тр}$, то ці величини у виразі (13.18) взаємно знищуються і воно здобуває вид

$$dq_{зоб} = du + d(pv) + cdc + gdz + dl_{техн} \quad (13.19)$$

чи, що те ж саме

$$dq_{зоб} = dh + cdc + gdz + dl_{техн}. \quad (13.20)$$

У рівнянні (13.17) величина $dq_{тр}$ зберігається, тому що вона є лише однією зі складових частин роботи розширення pdv .

По своїй суті рівняння (13.14) і (13.15) ідентичні – вони виражають перший закон термодинаміки. На цій підставі можна дорівняти праві частини цих рівнянь і після перетворень маємо

$$pdv = d(pv) + cdc + gdz + dl_{техн} + dl_{тр}. \quad (13.21)$$

Це співвідношення показує, що робота, яка витрачається на проштовхування потоку, $d(pv)$, на зміну кінетичної енергії потоку, cdc , на зміну потенційної енергії потоку, gdz , на подолання сил тертя, $dl_{тр}$, і технічна робота, $dl_{техн}$, відбуваються за рахунок роботи розширення газу (чи рідини), що рухається в потоці, pdv .

Іншими словами вираз першого закону термодинаміки для потоку можна сформулювати в такому чином: **теплота підведена до потоку робочого тіла ззовні, витрачається на збільшення ентальпії робочого тіла, виробництво технічної роботи і збільшення кінетичної і потенційної енергій потоку.**

13.2 Сопла і дифузори

Сопла і дифузори – спеціально спрофільовані канали, призначені для прискорення або гальмування потоку. Технічна робота в них не відбувається, тому за умови горизонтального витікання $gdz = 0$ перший закон ТТД для потоку можна записати у виді

$$\partial q_{зовни} = dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right). \quad (13.22)$$

З іншого боку, до об'єму робочого тіла, що рухається в потоці, застосовний також і вираз першого закону ТТД для закритої системи

$$\partial q_{зовни} = dh - vdp. \quad (13.23)$$

Дорівнявши праві частини двох останніх рівнянь, одержимо

$$cdc = -vdp. \quad (13.24)$$

З (13.24) видно, що dc і dp завжди мають протилежні знаки. Отже, збільшення швидкості течії в каналі ($dc > 0$) можливо лише при зменшенні тиску в ньому ($dp < 0$). Навпаки, гальмування потоку ($dc < 0$) супроводжується збільшенням тиску ($dp > 0$).

Канали, в яких відбувається розгін газу, зветься **соплами**. Канали, призначені для гальмування потоку, зветься **дифузорами**.

Тому що довжина сопла і дифузора невелика, а швидкість плинину середовища в них досить висока, то теплообмін між стінками каналу і середовищем при малому часі їх проходження настільки незначний, що в більшості випадків їм можна зневажити і вважати процес витікання адіабатним ($q_{зовни} = 0$). При цьому рівняння першого закону ТТД для потоку приймає вид

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = h_1 - h_2. \quad (13.25)$$

Отже, прискорення адіабатного потоку відбувається за рахунок зменшення ентальпії, а гальмування потоку викликає збільшення ентальпії.

13.3 Витікання зі звужуючого сопла. Швидкість газу

Швидкість газу на вході в сопло позначимо через c_1 . Будемо вважати, що тиск газу на виході із сопла P_2 дорівнює тиску середовища, у яке витікає газ.

Розрахунок сопла зводиться до визначення швидкості і витрати газу на виході з нього, площі поперечного перетину і правильного вибору його форми.

Відповідно до рівняння (13.25)

$$(c_2^2 - c_1^2) / 2 = h_1 - h_2$$

маємо

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2}. \quad (13.26)$$

Виберемо досить велику площу вхідного перетину сопла, тоді $c_1 = 0$ і

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0}, \quad (13.27)$$

де $\Delta h_0 = h_1 - h_2 = u_1 - u_2 + (p_1 v_1 - p_2 v_2)$ - розташований адіабатний теплоперепад.

Для ідеального газу зміна внутрішньої енергії в адіабатному процесі ($u_1 - u_2$) обчислюється по формулі $l = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$,

тому
$$\Delta h_0 = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) + (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad (13.28)$$

Тоді
$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot p_1 v_1 \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right)}.$$

Відповідно до $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$ маємо $v_2 / v_1 = (p_1 / p_2)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{-\frac{1}{k}}$ і

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (13.29)$$

Звідки витікає, що швидкість витікання визначається параметрами газу p_1 , v_1 на вході в сопло і його тиск p_2 на виході або різницею ентальпій Δh_0 на вході і виході із сопла. Крім того видно, що швидкість витікання c_2 росте зі збільшенням початкової температури газу T_1 і за інших рівних умов буде мати велику величину для більш легких газів з великим значенням газової сталої R .

При витіканні газу у вакуум ($p_2 = 0$) швидкість витікання буде максимальною

$$c_{\max} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1}} p_1 v_1 \quad (13.30)$$

13.4 Витрата газу при витіканні зі звужуючого сопла

Масова витрата газу m через сопло, що виражається в кг/с, визначається із співвідношення

$$m = (F_2 \cdot c_2) / v_2, \quad (13.31)$$

де F_2 – площа вихідного перетину сопла, m^2 .

Питомий об'єм v_2 визначається із рівняння адиабати

$$p_2 v_2^k = p_1 v_1^k \quad \text{тобто} \quad v_2 = v_1 \cdot (p_1 / p_2)^{\frac{1}{k}}, \quad (13.32)$$

Підставляючи значення питомого об'єму V_2 і швидкість витікання c_2 з рівняння (13.29) в рівняння нерозривності (13.31), одержимо

$$m = (F_2 / v_1) \cdot (p_2 / p_1)^{\frac{1}{k}} \sqrt{2 \cdot (k / (k - 1)) \cdot p_1 v_1 \left[1 - (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

$$\text{або} \quad m = F_2 \sqrt{2 \cdot (k / (k - 1)) \cdot (p_1 / v_1) \cdot \left[(p_2 / p_1)^{\frac{2}{k}} - (p_2 / p_1)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (13.33)$$

З виразу (13.33) виходить, що масова секундна витрата ідеального газу при витіканні залежить від площі вихідного перетину сопла, властивостей і початкових параметрів газу, ступіні його розширення. Згідно рівняння (13.33) побудована крива 1-К-0 на рисунку 13.2.

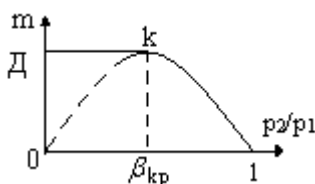


Рисунок 13.2

При $p_2 = p_1$ витрата газу дорівнює нулю. Із зменшенням тиску середовища p_2 витрата газу збільшується і досягає максимального значення при $p_2 / p_1 = \beta_{kp}$. При подальшому зменшенні відношення p_2 / p_1 значення m , розраховане по формулі (13.33), зменшується, і при $p_2 / p_1 = 0$ стає рівним нулю.

Порівняння описаної залежності з експериментальними даними показало, що для $\beta_{kp} < p_2 / p_1 < 1$ результати повністю співпадають, а для $0 < p_2 / p_1 < \beta_{kp}$ вони розходяться.

Для того, щоб пояснити цю розбіжність теорії з експериментом, А.Сен-Венан в 1839 р. висунув гіпотезу про те, що в звуженому соплі неможливо одержати тиск газу нижчий за деяке критичне значення $p_{кр}$, що відповідає максимальній витраті газу через сопло. Як би ми не знижували тиск p_2 середовища, де відбувається витікання, тиск на виході з сопла залишається постійним і рівним $p_{кр}$.

Для того, щоб знайти максимум функції $m = f(p_2 / p_1) = f(\beta)$ (13.33) при $p_1 = const$, відповідного значення $\beta_{кр}$, візьмемо першу похідну від виразу в квадратних дужках і прирівняємо її нулю

$$\frac{d}{dp_2} \left[(p_2 / p_1)^{\frac{2}{k}} - (p_2 / p_1)^{\frac{k+1}{k}} \right] = \frac{2}{k} \cdot (p_2 / p_1)^{\frac{2}{k}-1} - (k+1)/k \cdot (p_2 / p_1)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0$$

звідки
$$\beta_{кр} = (p_{кр} / p_1) = (2/(k+1))^{\frac{k}{k-1}}, \quad (13.34)$$

тобто відношення критичного тиску на виході $p_2=p_{кр}$ до тиску перед соплом p_1 є постійна величина, залежна від показника адіабати, тобто від природи робочого тіла. Для одноатомного газу $k=1,67$ і $\beta_{кр}=0,49$. Для двоатомного газу і перегрітої водяної пари $k=1,4$ і $\beta_{кр}=0,528$. Для трьохатомного газу і перегрітої водяної пари $k=1,29$ і $\beta_{кр}=0,546$. Таким чином, зміна невелика, тому для оцінних розрахунків можна прийняти $\beta_{кр}=0,5$.

13.5 Максимальна витрата газу через звужуючеся сопло

Максимальну витрату газу при критичному значенні $\beta_{кр}$ можна визначити з рівняння (13.33), якщо в нього підставити значення (13.34)

$$\beta_{кр} = (2/(k+1))^{\frac{k}{k-1}}$$

Тоді
$$m_{кр} = F_{мин} \sqrt{2k/(k+1) \cdot (p_1 / v_1) \cdot (2/(k+1))^{\frac{1}{k+1}}}. \quad (13.35)$$

Максимальна витрата визначається станом газу на виході з сопла, площею вихідного перерізу сопла $F_{мин}$ і показником адіабати газу, тобто його природою, а також початковими параметрами газу p_1, v_1 .

13.6 Максимальна швидкість витікання

Максимальну швидкість витікання знайдемо з рівняння (13.29), підставивши в нього замість p_2 / p_1 , його відповідне значення $\beta_{кр} = [2/(k+1)]^{\frac{k}{k-1}}$.

$$c_{макс} = \sqrt{2k/(k-1) \cdot p_1 v_1 \cdot \left[1 - 2/(k+1)^{\frac{k}{k-1} \cdot \frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Після перетворень, остаточно маємо

$$c_{макс} = \sqrt{2k/(k+1) \cdot p_1 v_1}. \quad (13.36)$$

13.7 Критична швидкість витікання

Критична швидкість встановлюється в усті сопла при витіканні в навколишнє середовище з тиском, рівним або нижче критичного. Її можна визначити з рівняння (13.36),

підставивши в нього замість значення v_1 його значення із співвідношення параметрів в адіабатному процесі

$$v_1 = v_{кр} \cdot (p_{кр} / p_1)^{\frac{1}{k}},$$

замінюючи відношення $(p_{кр} / p_1)^{\frac{1}{k}}$ з рівняння (13.34),

звідки
$$v_1 = v_{кр} \cdot (2/(k+1))^{\frac{k}{k-1}}.$$

Аналогічно
$$p_1 = p_{кр} / (2/(k+1))^{\frac{k}{k-1}}.$$

Підставляючи значення v_1 і значення p_1 у формулу (13.36), одержимо

$$c_{кр} = \sqrt{k \cdot p_{кр} \cdot v_{кр}}. \quad (13.37)$$

З курсу фізики відомо, що $\sqrt{k \cdot p_{кр} \cdot v_{кр}} = a$ є швидкість розповсюдження звуку в середовищі з параметрами $p=p_{кр}$ і $v=v_{кр}$.

Таким чином, критична швидкість газу при витіканні дорівнює місцевій швидкості звуку у вихідному перетині сопла. Саме ця обставина пояснює, чому в звуженому соплі газ не може розширитися до тиску менше критичного, а швидкість не може перевищити критичну, і з'ясовуються «дивності» в характері залежності $m = f(\beta)$ (рис.13.2). Насправді, у висновку рівняння Лапласа для швидкості звуку вказано, що будь-яке слабке збурення, у тому числі і зміна тиску, розповсюджується у стиснутому середовищі із звуковою швидкістю.

Якщо в деякий момент часу тиск газу за соплом p_2 дещо зменшити, то хвиля розрядки розповсюдиться уздовж потоку в напрямі, протилежному напрямку витікання потоку; уздовж сопла встановиться новий розподіл тиску (при тому ж, що і раніше, значенні тиску газу перед соплом p_1), і швидкість зросте. При цьому слід зазначити, що хвиля розрідження розповсюджуватиметься уздовж сопла із відносною швидкістю a -с.

При подальшому зниженні тиску середовища нижче p^+ , хвиля розрядки не зможе розповсюдитися уздовж сопла, оскільки її відносна швидкість a -с буде рівна нулю внаслідок того, що в цьому випадку $c=a$. Ніякого перерозподілу тиску уздовж не відбудеться, і не дивлячись на те, що тиск середовища за соплом знизився, швидкість витікання залишиться попередньою, рівною місцевій швидкості звуку на виході з сопла.

Тому при $0 \leq \beta \leq \beta_{кр}$ витрата газу через сопло залишається постійною, рівною $m_{макс}$.

13.8 Аналіз профілю каналу сопла

Основою для виведення загальних закономірностей руху робочого тіла в соплах і дифузорах є **рівняння нерозривності потоку**

$$m = F \cdot c / v = \text{const}. \quad (13.38)$$

Логарифмуючи його, одержимо $\ln F + \ln c - \ln v = \text{const}$, а після диференціювання

$$dF/F + dc/c - dv/v = 0. \quad (13.39)$$

Одержане рівняння є **рівнянням нерозривності потоку в диференціальній формі**.

Так ,логарифмуючи рівняння адиабати $p v^k = \text{const}$, одержуємо $\ln p + k \ln v = \text{const}$, а після диференціювання

$$dp/p + k \cdot (dv/v) = 0, \quad \text{звідки} \quad dv/v = -dp/p. \quad (13.40)$$

З іншої сторони, розділивши рівняння на c^2 для адіабатної течії газів в каналах $cdc = -vdp$, маємо
$$dc/c = -v \cdot dp/c^2. \quad (13.41)$$

Підставляючи одержані вирази (13.40), (13.41) в рівняння нерозривності потоку (13.38), знаходимо

$$dF/F = dv/v - dc/c = - dp/k \cdot p$$

або $dF/F = ((k \cdot p \cdot v - c^2)/(k \cdot p \cdot c^2)) \cdot dp.$ (13.42)

Тоді

$$dF/F = (a^2 - c^2)/(k \cdot p \cdot c^2). \quad (13.43)$$

Досить наглядною характеристикою стану потоку в будь-якому перетині каналу є відношення його швидкості в даному перетині до місцевої швидкості звуку a . Це відношення називається **числом Маха** і позначається Ma . Значення $Ma < 1$ відповідають руху потоку з дозвуковими швидкостями, а значення $Ma > 1$ – з надзвуковими швидкостями.

Вводячи число Маха в рівняння (13.43), остаточно маємо

$$dF/F = (1/k) \cdot (1/Ma^2 - 1) \cdot (dp/p). \quad (13.44)$$

Даний вираз встановлює залежність зміни тиску від геометричної форми каналу і показує, що при дозвукових швидкостях ($Ma < 1$) для пониження тиску ($dp < 0$) канал повинен звужуватися, а для підвищення його – розширюватися. При русі потоку з надзвуковими швидкостями ($Ma > 1$) картина виходить зворотньою: щоб тиск знижувався, канал повинен розширюватися, для підвищення тиску – навпаки, звужуватися.

Розглянуте показує, що зміна тиску і швидкості потоку створюється протилежною дією геометричної форми каналу на потік в залежності від того, чи відбувається його рух в дозвуковій чи надзвуковій областях. Це положення носить назву **закону геометричного обернення впливу**.

ЛЕКЦІЯ 14

14.1 Дроселювання газів і пари

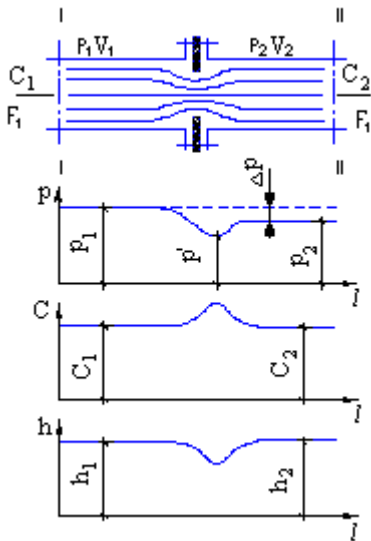


Рисунок 14.1

Якщо в трубопроводі на шляху руху газу чи пари зустрічається місцеве звуження, то внаслідок опорів, що виникають при такому звуженні, тиск p_2 за місцем звуження завжди менше тиску p_1 , що знаходиться до нього (рис.14.1). Процес зменшення тиску, в результаті якого немає ні збільшення кінетичної енергії, ні здійснення технічної роботи, і без підведення чи відведення теплоти, називається **адіабатним дроселюванням**, або **м'яттям** (також **редукуванням** або **гальмуванням**).

Будь-який кран, вентиль, засувка, клапан і інші місцеві опори, що зменшують прохідний перетин трубопроводу, викликає дроселювання газу чи пари і, отже, падіння тиску. Іноді дроселювання спеціально вводиться в цикл роботи тієї чи іншої машини. Наприклад, шляхом дроселювання пари перед входом в парові турбіни регулюють потужність; аналогічний процес здійснюється і в карбюраторних ДВЗ, де

потужність регулюється зміною положення дросельної заслінки карбюратора. Дроселювання газів і парів використовується для зниження їх тиску в спеціальних редуційних клапанах, що широко використовуються в системах тепло- і парогазопостачання різних підприємств, а також і в холодильній техніці для отримання низьких температур і зріджування газів шляхом їх багатократного дроселювання.

Фізичне уявлення про падіння тиску за місцевим опором обумовлене дисипацією (розсіянням) енергії потоку, що витрачається на подолання цього місцевого опору.

При дроселюванні втрата тиску ($p_1 - p_2$) тим більша, чим менша відносна площа звуження. За відсутності теплообміну відповідно рівнянню (13.25) матимемо

$$h_1 - h_2 = 1/2 \cdot (c_2^2 - c_1^2),$$

де h_1, h_2 – ентальпії газу в перетинах I-I і II-II.

Як правило, зміна швидкості ($c_2 - c_1$) при однаковому перетині труби до і після діафрагми є незначною і нею можна знехтувати. Тому, в результаті м'яття ентальпія газу до звуження і після нього має одне і те ж значення, тобто $h_1 = h_2$.

Дослідження процесу дроселювання показує також, що при проході через звуження швидкість потоку в цьому місці зростає, а тиск падає до p^1 в найвужчому місці потоку, що знаходиться на невеликій відстані за звуженням каналу.

Звичайно, одержаний приріст кінетичної енергії струменя за наявності дифузора можна було б перевести в потенційну енергію і цим підняти тиск до первинного p_1 . Проте відсутність дифузора виключає такий зворотній процес, а більша частина приросту кінетичної енергії із-за наявності вихрових рухів за звуженим перетином переходить в теплоту, яка сприймається парою (газом).

Останнє ж, як відомо, пов'язано із збільшенням ентропії, і робоче тіло не повертається до первинного стану, не дивлячись на рівність швидкостей і ентальпій. Все це призводить до того, що процес дроселювання, будучи по суті адіабатним, є типовим необоротним процесом.

Ефект дроселювання в ідеальному газі не виявляється. Наприклад, умова ($h_1 = h_2$) для ідеального газу приводить до висновку, що температура також не змінюється, тобто ($T_1 = T_2$), оскільки ентальпія ідеального газу є однозначною функцією температури.

$$h_2 - h_1 = c_{pm} \cdot (T_2 - T_1).$$

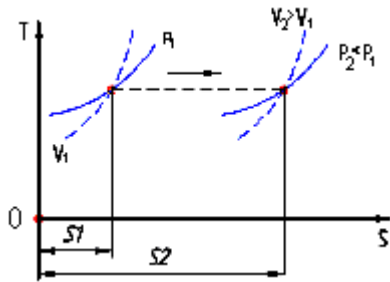


Рисунок 14.2

На T, S -діаграмі (рис.14.2) явище м'яття ідеального газу може бути представлено точками 1 і 2, які лежать на одній горизонталі, оскільки ($T_1 = T_2$). Не можна вважати, що відрізок ізотерми 1-2 відповідає процесу дроселювання газу, бо тільки крайні точки 1 і 2 характеризують стан газу як рівноважний, а всі проміжні точки не відповідають дійсному процесу, що здійснюється над газом. Тому лінія 1-2 проведена на рисунку 14.2 пунктиром. Дійсно, при адіабатному процесі в місці звуження прохідного перетину швидкість потоку зростає відповідно до рівняння (13.25) за рахунок ентальпії, а значить, температура зменшується.

Після цього, по мірі переходу зовнішньої кінетичної енергії в теплоту, температура газу підвищується, і на деякому віддаленні від місця звуження, де перебіг потоку стає стаціонарним, температура досягає свого первинного значення. Таким чином, дійсний процес між точками 1 і 2 протікає при змінних значеннях h і t , і тому неправильно розглядати процес дроселювання як процес при $h = \text{const}$ і називати його ізентальпійним.

Фізична суть ефекту дроселювання реального газу або пари полягає в наступному.

На підставі рівності $h_1 = h_2$ можна записати

$$u_1 + p_1 \cdot v_1 = u_2 + p_2 \cdot v_2 \quad (14.1)$$

$$\text{або} \quad u_1 - u_2 = p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1 \quad (14.2)$$

Звідки витікає, що робота проштовхування здійснюється за рахунок зменшення внутрішньої енергії реального газу або пари. Внутрішня енергія реального газу складається з двох частин: з кінетичної (функція температури) і потенційної (функція температури і об'єму).

В більшості випадків (практичних), процес дроселювання проходить за рахунок витрати роботи проштовхування ($p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1$), що зумовлює збільшення внутрішньої енергії газу або пари.

Залежно від співвідношення абсолютних значень приросту роботи проштовхування, потенційної частини внутрішньої енергії і кінетичної частини внутрішньої енергії можливі наступні випадки:

- робота проштовхування ($p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1$) за абсолютним значенням менша приросту потенційної частини внутрішньої енергії, в цих умовах кінетична частина внутрішньої енергії зменшується, тому температура газу знижується $T_2 < T_1$;

- робота проштовхування ($p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1$) за абсолютним значенням більша приросту потенційної частини внутрішньої енергії, надлишок роботи витрачається на збільшення кінетичної енергії, тому температура газу зростає $T_2 > T_1$;

- якщо робота проштовхування ($p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1$) дорівнює приросту потенційної частини внутрішньої енергії, то кінетична частина внутрішньої енергії газу, а отже, і його температура, залишаються незмінними $T_2 = T_1$.

Явище, при якому температура реального газу до дроселя і після нього залишається незмінною ($T_2 = T_1$), називається **інверсією газу**, а температура, при якій це явище відбувається, називають **температурою інверсії** і позначають $T_{\text{ін}}$.

Таким чином, при дроселюванні реальних газів ентальпія для початкових і кінцевих значень залишається постійною ($h_1 = h_2$), але ентропія і об'єм збільшуються, тиск падає, а температура може зменшуватися, збільшуватися або ж в окремому випадку залишатися постійною.

14.2 Диференціальний дросельний ефект

Зміна температури рідин і реальних газів при адіабатному дроселюванні вперше була встановлена дослідниками Джоуля і Томсона в 1852 р. і називається **ефектом Джоуля-Томсона**.

Дослідами Джоуля-Томсона було встановлено, що в процесі дроселювання при зміні тиску газу на нескінченно малу величину dp відбувається нескінченно мала зміна температури

$$dT_h = \alpha_h dp. \quad (14.3)$$

Величина α_h , що дорівнює похідній $(dT/dp)_h$, називається **диференціальним дросельним ефектом** або **ефектом Джоуля-Томсона**. Вона характеризує швидкість зміни температури газу при зміні тиску в результаті адіабатного дроселювання.

Значення α_h можна визначити з рівняння

$$dh = c_p dT - [T (dv/dT)_p - v] dp,$$

яке для процесу дроселювання ($dh = 0$) має вигляд

$$(dT/dp)_h = 1 / c_p [T (dv/dT)_p - v] = \alpha_h. \quad (14.4)$$

З рівняння (14.4) видно, що для визначення значення диференціального дросельного ефекту α_h необхідно знати теплоємність c_p і рівняння стану речовини, з якого можна знайти похідну $(dv/dT)_p$.

Рівняння (14.4) є справедливим для будь-яких речовин.

Проаналізуємо це рівняння. Оскільки теплоємність завжди більше нуля ($c_p > 0$), а при дроселюванні тиск зменшується ($dp < 0$), то алгебраїчний знак диференціального дросельного ефекту, а значить і dT , визначатимуться знаком величини $T (dv/dT)_p - v$.

При цьому можливі три випадки:

$$T (dv/dT)_p - v > 0; \quad T (dv/dT)_p - v < 0; \quad T (dv/dT)_p - v = 0. \quad (14.5)$$

В разі, коли $T (dv/dT)_p - v = 0$, $\alpha_h = 0$, $dT = 0$ і дросельний ефект не спостерігається. Неважко показати, що останнє має місце для ідеальних газів, що підкоряються рівнянню стану $pv = RT$.

$$\text{Для ідеального газу} \quad (dv/dT)_p = v / T. \quad (14.6)$$

Підставляючи вираз (14.6) в рівняння (14.4), одержимо

$$(dT/dp)_h = 0,$$

тобто ідеальний газ дроселює без зміни температури.

Як вже наголошувалося, для реальних газів дросельний ефект не рівний нулю і може приймати додатне чи від'ємне значення.

Якщо $(dv/dT)_p < v / T$, то $\alpha_h < 0$, тобто дросельний ефект є негативним. В цьому випадку $dT > 0$, тобто в процесі дроселювання температура речовини зростає.

Якщо ж $(dv/dT)_p > v / T$, то $\alpha_h > 0$ (дросельний ефект позитивний). При цьому $dT < 0$, тобто температура дросельованої речовини зменшуватиметься.

Експериментально встановлено, що для однієї і тієї ж речовини знак α_h може бути різним в різних областях стану.

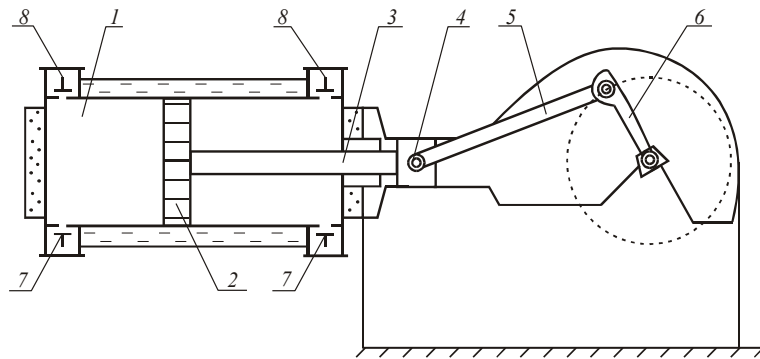
ЛЕКЦІЯ 15

15.1 Пристрій і принцип роботи поршневих компресорів

Стиснуте повітря, що одержується за допомогою компресорів, широко застосовується в різних галузях народного господарства.

Компресорними машинами називаються машини, призначені для стиснення і переміщення газів.

Конструктивна схема одноступеневого компресора показана на рисунку 15.1.



1 – циліндр; 2 – поршень; 3 – шток; 4 – кривошип; 5 – шатун; 6 – кривошип;
7 – нагнітальний клапан; 8 – всмоктувальний клапан.

Рисунок 15.1

Поршень має два крайні положення, що називаються верхньою і нижньою мертвими точками (ВМТ і НМТ). Відстань між цими положеннями, помножена на площу поршня, називається робочим об'ємом V_h циліндра. Об'єм між поршнем і кришкою циліндра при крайньому внутрішньому положенні поршня називається шкідливим простором V_0 . Звично $V_0 = (0,04 - 0,1)V_h$.

Відношення об'єму всмоктуваного газу V_g (V_g - об'єм газу, що фактично поступає в циліндр і він менше робочого об'єму циліндра) до об'єму, що описує поршень, V_h називається **об'ємним коефіцієнтом**

$$\lambda_v = V_g / V_h. \quad (15.1)$$

Зниження подачі компресора пов'язано з відсутністю герметичності циліндра (можливі витіки газу) в процесі всмоктування та з іншими причинами, і в цілому характеризується **коефіцієнтом подачі**

$$\lambda = V_d / V_T, \quad (15.2)$$

де V_d , V_T - дійсна і теоретична подача компресора.

$$V_T = F \cdot S \cdot n_o = V_h \cdot n_o, \quad (15.3)$$

де F - площа поршня, m^2 ; S - хід поршня, m ; n_o - частота обертання валу.

$$\lambda = 0,6 \dots 0,85.$$

Для збільшення подачі поршневих компресорів необхідно збільшувати розміри циліндрів і поршнів, внаслідок чого зростає сила інерції зворотньо-поступальних мас машини. Тому поршневі компресори проектують з досить низькими частотами обертання валу. З технологічних позицій подачу поршневого компресора, рівну $3,5 \text{ м}^3/\text{с}$, слід вважати граничною.

Принцип дії поршневого компресора (рис. 15.2)

В циліндрі 1 рухається поршень 2, що здійснює зворотно-поступальний рух. При русі поршня зліва направо відбувається всмоктування робочого тіла (при цьому клапан 3 відкритий) при практично постійному тиску. Зокрема, якщо в компресорі стискається атмосферне повітря, то протягом процесу всмоктування тиск повітря в циліндрі дещо нижче за атмосферний. Після того, як поршень дійде до правого крайнього положення, процес всмоктування

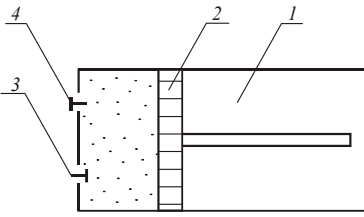


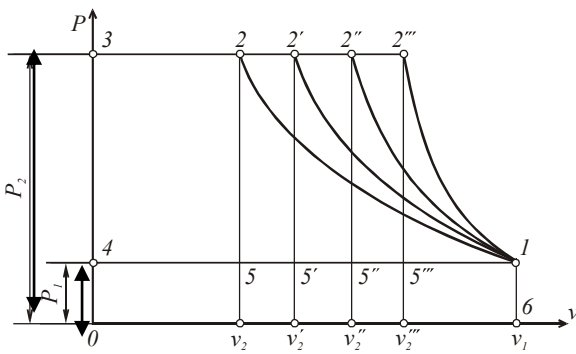
Рисунок 15.2 закінчиться, клапан 3 закриється і поршень почне рухатися у зворотньому напрямі - справа наліво. Тиск газу в циліндрі підвищується. Коли тиск газу досягне значення, що буде дещо перевищувати тиск в резервуарі, куди подається газ, тоді відкриється клапан 4 і стиснутий газ надійде до цього резерву

15.2 Термодинамічний аналіз ідеального компресора

Ідеалізація компресора і його роботи полягає в наступному:

- геометричний об'єм циліндра компресора рівний робочому об'єму (відсутній шкідливий простір);
- відсутнє тертя, тобто витрати роботи на тертя рівні нулю;
- відсутні втрати роботи на дроселювання в клапанах.

Ідеальна індикаторна діаграма компресора представлена на рисунку 15.3. При русі поршня зліва направо тиск газу в циліндрі 1 зменшується і клапан 3 відкривається, відбувається наповнення циліндра газом при $p = const$ рівному p_1 . Точка 1 відповідає положенню поршня в циліндрі компресора, коли весь циліндр заповнений газом низького тиску. Об'єм газу при цьому v_1 .



Крива 1-2 (2'; 2''; 2''') відповідає процесу стисання газу в компресорі від тиску p_1 до p_2 при зачинених всмоктувальному і нагнітальному клапанах. В т.2 процес стисання закінчується - газ досягає заданого тиску p_2 . Об'єм газу в кінці процесу стисання v_2 (v_2' , v_2'' , v_2'''), т.2 відповідає моменту відкриття нагнітального клапана. Лінія 2-3 відповідає процесу виштовхування газу з циліндра в резервуар високого тиску (ресівер). Ця пряма називається лінією **нагнітання**. В процесі 2-3 кількість газу,

що знаходиться в циліндрі, зменшується від v_2 (v_2' , v_2'' , v_2''') до нуля. Точка 4 відповідає відкриттю всмоктувального клапана, а пряма 4-1 зображає процес наповнення циліндра газом (пряма всмоктування). Тут об'єм газу в циліндрі збільшується від нуля до v_1 .

Слід зазначити, що лінії всмоктування 4-1 і нагнітання 2-3 не є термодинамічними процесами, оскільки параметри стану робочого тіла в них залишаються незмінними.

З рисунку 15.3 видно, що питома робота, що витрачається на стисання 1 кг газу в одноступеневому компресорі, що зображена пл. 1-2-3-4, є алгебраїчною сумою площ пл. 1-2-3-4 = пл. 2-3-0-5 + пл. 2-5-6-1 - пл. 0-4-1-6,

де пл. 2-3-0-5 = $l_{2-3} = l_{виш}$ - **робота виштовхування**; пл. 2-5-6-1 = $l_{1-2} = l_{ст}$ - **робота стисання**; пл. 0-4-1-6 = $l_{4-1} = l_{вс}$ - **робота всмоктування**; тобто

$$l = l_{1-2} + l_{2-3} - l_{4-1} = l_{ст} + l_{виш} - l_{вс} . \quad (15.4)$$

Робота $l_{1-2} = l_{cm}$, що витрачається на стискання 1 кг повітря в процесі 1-2, визначається таким чином

$$l_{1-2} = l_{сж} = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (15.5)$$

Величина роботи l_{1-2} завжди негативна, оскільки робота здійснюється над газом, і отже $l_{1-2} < 0$.

Робота $l_{2-3} = l_{вих}$, що здійснюється над газом в процесі 2-3, обчислюється за співвідношенням

$$l_{2-3} = l_{вих} = \int_{v_2}^{v_3} p dv, \text{ оскільки в процесі 2-3 тиск } p_2 = \text{const, то}$$

$$l_{2-3} = p_2(v_3 - v_2) = -p_2 v_2, \text{ оскільки } v_3 = 0. \quad (15.6)$$

Величина роботи l_{2-3} негативна, оскільки вона здійснюється над газом.

Робота всмоктування $l_{4-1} = l_{вс}$ в процесі 4-1

$$l_{4-1} = \int_{v_1}^{v_4} p dv. \text{ Ця робота позитивна, оскільки здійснюється газом.}$$

$$l_{4-1} = \int_{v_1}^{v_4} p dv = p_1(v_1 - v_4) = p_1 v_1, \text{ оскільки } v_4 = 0. \quad (15.7)$$

Враховуючи (15.4), (15.6), (15.7), рівняння (15.3) приймає вигляд

$$l = l_{1-2} + l_{2-3} - l_{4-1} = \int_{v_2}^{v_1} p dv - p_2 v_2 + p_1 v_1, \quad (15.8)$$

Ця робота є **технічною роботою стискання**.

Рівняння (15.8) можна перетворити. Тому застосуємо перетворення Лежандра $p dv = d(pv) - v dp$.

Тоді інтеграл у виразі (15.8) можна записати у вигляді

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = (p_2 v_2 - p_1 v_1) - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (15.9)$$

Підставляючи значення інтеграла (15.9) в рівняння (15.6), одержимо

$$l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (15.10)$$

З рівнянь (15.8) і (15.4) видно, що технічна робота l істотно відрізняється від l_{1-2} - власне роботи стискання газу в компресорі.

Необхідно відзначити, що робота l негативна, оскільки для стискання газу в компресорі необхідно витратити роботу, що підводиться від зовнішнього джерела.

15.3 Вплив характеру процесу стискання на величину роботи, що витрачається на привід компресора

При конструюванні компресора необхідно організувати цикл компресора так, щоб:

а) робота, що витрачається в циклі на стискання газу від тиску p_1 до p_2 , була мінімальною;

б) температура газу після стискання була не дуже високою і нижчою за температуру займання мастил, вживаних для змащування внутрішніх стінок циліндра.

Процес стискання газу в компресорі можна здійснювати залежно від ступіні охолодження циліндра, тобто від умов теплообміну між робочим тілом і стінками циліндра по : адіабаті, ізотермі і політропі.

Насправді, процеси стискання йдуть по політропі $pV^n = const$, де показник політропи залежно від інтенсивності відведення теплоти від газу, що стискається в компресорі, дорівнює:

- в охолоджуваних компресорах знаходиться в межах $k > n > 1$;

- в неохолоджуваних (відцентрових, осьових) компресорах величина $k < n$.

Отже, робота, що витрачається на стискання 1 кг повітря в одноступеневому компресорі, визначається по формулі (15.8)

$$l = p_1 v_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2,$$

де інтеграл $\int_{v_1}^{v_2} p dv = l_{1-2}$ залежно від характеру процесу стискання приймає наступні значення:

- ізотермічне стискання $(pV = p_1 v_1)$

$$l_{(1-2)T} = \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2; \quad (15.11)$$

- адіабатне стискання $(pV^k = p_1 v_1^k)$

$$l_{(1-2)S} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = -(1/(k-1))(p_2 v_2 - p_1 v_1) = -(1/(k-1)) p_1 v_1 \left[(p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]; \quad (15.12)$$

- політропне стискання $(pV^n = p_1 v_1^n)$

$$l_{(1-2)n} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = -(1/(n-1))(p_2 v_2 - p_1 v_1) = -(1/(n-1)) p_1 v_1 \left[(p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (15.13)$$

З урахуванням виразів (15.11...15.13) і рівняння (15.8) повна робота одноступеневого компресора визначається таким чином:

1. *Ізотермічне стискання* $(p_1 v_1 = p_2 v_2)$

$$l_k^T = p_1 v_1 + RT_1 \cdot \ln(p_2 / p_1) - p_2 v_2 = RT_1 \cdot \ln(p_2 / p_1). \quad (15.14)$$

З виразів (15.11) і (15.14) витікає, що робота, що витрачається на привід компресора, рівна роботі ізотермічного стискання.

Кількість теплоти, що відводиться від 1 кг ідеального газу в процесі його стискання в ізотермічному процесі

$$q_k^T = l_k^T = RT_1 \ln(p_2 / p_1). \quad (15.15)$$

2. *Адіабатне стискання*

$$\begin{aligned} l_k^S &= p_1 v_1 - (1/(k-1))(p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_2 v_2 = -(k/(k-1))(p_2 v_2 - p_1 v_1) = \\ &= -(k/(k-1)) p_1 v_1 \left[(p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \end{aligned} \quad (15.16)$$

З рівняння (15.12) і (15.16) видно, що робота на привід компресора в k раз більше роботи адіабатного стискання

$$l_k^S = k \cdot l_{(1-2)S}. \quad (15.17)$$

3. Політропне стискання

$$l_k^n = p_1 v_1 - \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_2 v_2 = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[(p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (15.18)$$

З рівняння (15.13) і (15.18) видно, що робота на привід компресора в n раз більше роботи політропного стискання

$$l_k^n = n \cdot l_{(1-2)n}. \quad (15.19)$$

Кількість теплоти, що відводиться від 1 кг ідеального газу в процесі політропного стискання, можна обчислити з рівняння

$$q_k^n = c_v \cdot [(n - k) / (n - 1)] \cdot (T_2 - T_1). \quad (15.20)$$

ЛЕКЦІЯ 16

16.1 Дійсна (реальна) індикаторна діаграма компресора

Дійсна індикаторна діаграма компресора (рис. 16.1) відрізняється від теоретичної тим, що внаслідок опору, що надається клапанами впускання і нагнітального проходячому газу,

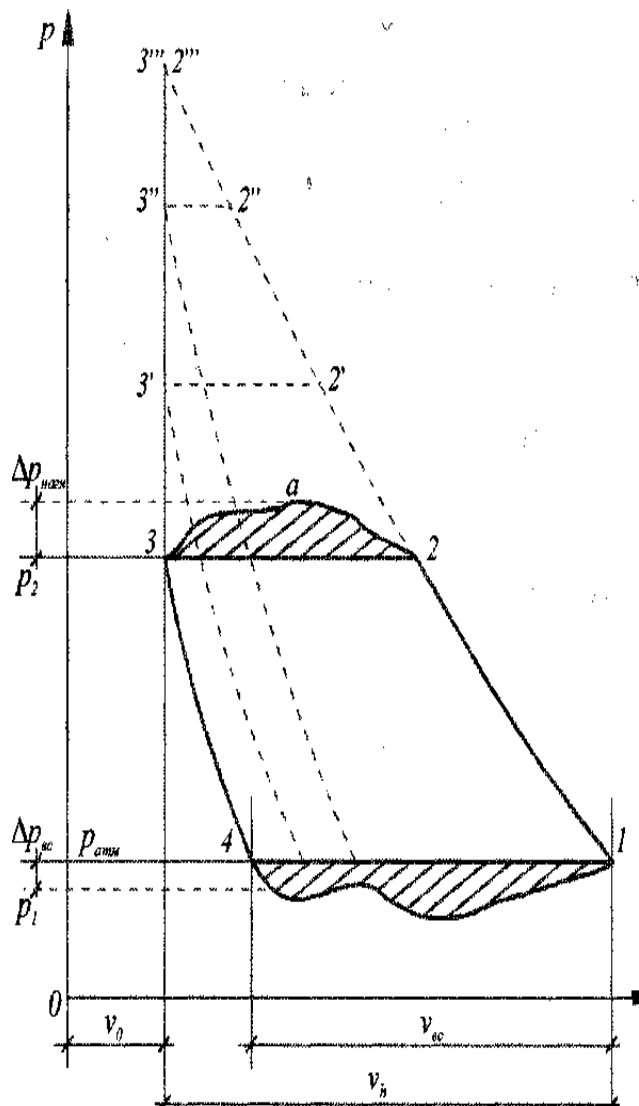


Рисунок 16.1

всмоктування відбувається при тиску газу в циліндрі, меншому за тиск середовища, з якого походить всмоктування, а тиск стислого газу в циліндрі компресора повинен бути дещо більше, тиска в нагнітальному трубопроводі.

Крім того, щоб запобігти удару поршня об торцеву кришку, необхідна наявність шкідливого простору, об'єм якого може складати (4...10) % від повного об'єму циліндра. Після закінчення виштовхування газу, в шкідливому просторі компресора залишається стислий газ. При зворотньому русі поршня, що залишився у шкідливому просторі, газ розширюється, а всмоктування нової порції газу починається тільки тоді, коли тиск газу в циліндрі стане нижчим за атмосферний. На початку всмоктування, об'єм, що знаходиться в циліндрі залишкового газу, складає

$$v_o = v_{ep} \cdot [(p_1 \cdot T_1) / (p_2 \cdot T_2)]. \quad (16.1)$$

Отже в циліндр при подальшому русі поршня поступає об'єм газу, рівний $(v - v_o)$, що по масі рівно $(v - v_o) p_1 / RT_1$, кг. Таким чином, наявність шкідливого простору зменшує кількість газу, всмоктуваного в циліндр, і тим самим знижує продуктивність поршневого компресора.

Зменшення продуктивності поршневого компресора характеризується об'ємним ККД

$$\lambda_k = (v_1 - v_4) / (v_1 - v_o) = (v_{ec} / v_h), \quad (16.2)$$

де v_o - об'єм шкідливого простору, v_4 - об'єм залишкового газу при температурі і тиску всмоктування. Для реальних поршневих компресорів (0,7...0,9).

Отже, стисле робоче тіло, що залишилося в шкідливому просторі (v_o), при зворотньому русі поршня політропно розширюється (лінія 3-4). Всмоктування газу в компресор починається в точці 4, коли тиск стискання газу, що заповнив об'єм шкідливого простору, зменшиться при розширенні до тиску навколишнього середовища p_1 . Насправді процес всмоктування відбуватиметься при тиску нижче p_1 на величину $\Delta p_{вс}$, обумовлену розрідженням в циліндрі через насосну дію ходу поршня.

Надалі, при ході поршня в напрямі до кришки, газ політропно стискається (лінія 1-2). Якщо тиск в газопроводі або ресивері, куди закачується робоче тіло, прийняти рівним p_2 , то процес стискання повинен був би закінчитися в точці 2. Проте внаслідок втрат, аналогічних по характеру втратам при всмоктуванні, тиск в циліндрі повинен бути більше p_2 , і тому процес виштовхування стислого газу зображається лінією (2-а-3). Заштрихована площа індикаторної діаграми, обмежена кривою (2-а-3) і прямою, відповідної тиску p_2 , характеризує в певному масштабі втрати роботи при нагнітанні. Після закінчення процесу виштовхування газу (2-а-3) в шкідливому просторі залишається стислий газ і далі розглянуті раніше процеси повторюються.

Із збільшенням тиску стислого газу від p_2 до p_2', p_2'', p_2''' продуктивність компресора знижується, оскільки зменшується об'єм, відповідний процесу всмоктування, і в межі, коли лінія стискання перетне лінію, що проходить через ВМТ ($p_2 = p_2'''$), всмоктування газу в циліндр компресора припиняється (точка 1 співпадає з точкою 4). Лінія нагнітання (2-а-3) перетворюється на точку. В цьому випадку вважають, що компресор починає працювати сам на себе.

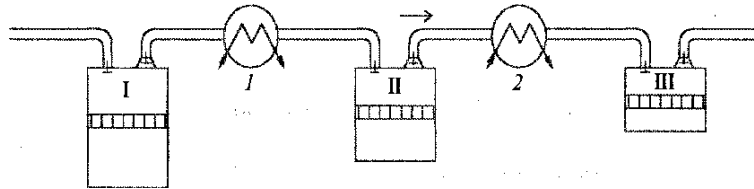
Граничне значення відношення p_2/p_1 , при якому через наявність шкідливого простору припиняється всмоктування повітря, визначається з рівності

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^n = [(v_0 + v_h) / v_0]^n = [1 + (v_h / v_0)]^n. \quad (16.3)$$

16.2 Багатоступеневий компресор

Багатоступеневі компресори є сукупністю декількох послідовно працюючих одноступеневих компресорів з проміжним охолодженням газу, що стискається, між ступенями.

На рисунку 16.2 приведена принципова схема триступеневого компресора.



I, II, III - ступені стиснення; 1, 2 - проміжні холодильники

Рисунок 16.2

Робочі процеси в p, v - і T, S - діаграмах (для ідеального компресора) представлені на рисунку 16.3

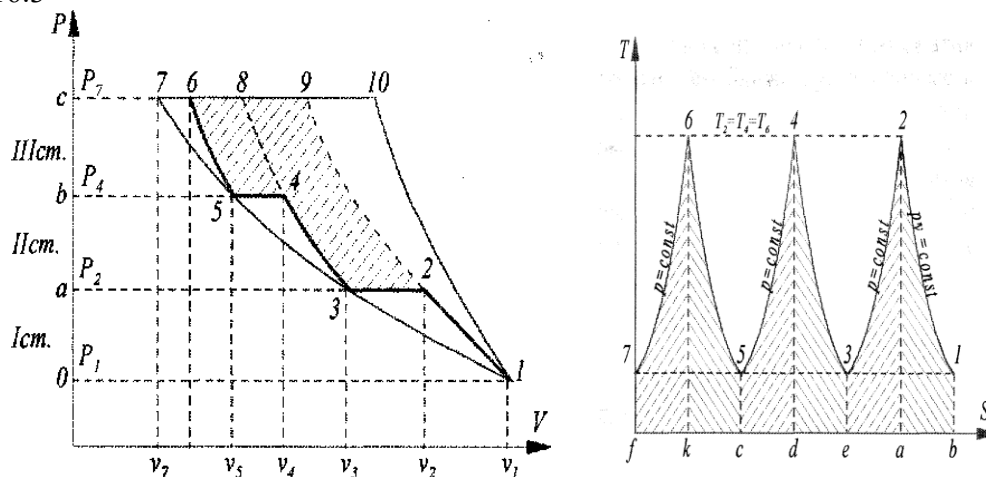


Рисунок 16.3

Крапки 1, 2, 3, 4, 5, 6, на діаграмах відносяться до одних і тих же станів.

Газ всмоктується в циліндр низького тиску процес 0-1 (I - перший циліндр) при тиску p_1 і стискається по політропі 1-2 до тиску p_2 , з яким поступає в перший холодильник (1), де по ізобарі $p_2 = const$ охолоджується до температури точки 3 (причому $T_1 = T_3$) внаслідок віддачі теплоти води, омиваючої змійовик, і при цьому зменшуючи свій об'єм на величину $\Delta v = v_2 - v_3$. Цей процес охолодження зображається горизонтальним відрізком 2-3. Точка 3 лежить так само, як і точка 1 на ізотермі (1-3-5-7).

Площа (0-1-2-а) визначає роботу, що затрачена на стискання газу в першому ступені компресора. З першого холодильника повітря стану точки 3 всмоктується в другий циліндр при тиску p_2 і стискається в ньому по політропі (3-4) до тиску p_4 . Далі слідує охолодження по ізобарі $p_4 = const$ в холодильнику (2) до температури T_5 (причому $T_1 = T_3 = T_5$) із зменшенням об'єму на величину $\Delta v = v_4 - v_5$. Процес вторинного охолодження є відрізком горизонталі (4-5). Точка 5 лежить на ізотермі (1-3-5-7). Площа (а-3-4-б) визначає роботу стискання газу в другому ступені компресора.

З холодильника (2) повітря стану точки 5 всмоктується в III -циліндр, де по політропі (5-6) стискається до необхідного тиску p_7 . Площа (б - 5-6 - з) визначає роботу стискання газу в третьому ступені компресора.

Якби процес стискання здійснювався по ізотермі (1-3-5-7), то робота стискання була б мінімальною, це площа (0-1-3-5-7-с-0). При стисканні по адіабаті (1-10) робота стискання максимальна, це площа (0-1-10-с-0). При стисканні в одноступеневому компресорі по політропі (1-9) величина роботи визначається площею (0-1-9-с-0).

Робота триступеневого компресора при політропном стисканні газу в кожному ступені визначається площею (0-1-2-3-4-5-6-с-0). Заштрихована площа дає вигреш в технічній роботі від застосування триступеневого стискання. Чим більше число ступенів стискання і холодильників, проміжних охолоджувачів, тим ближче процес до ізотермічного, оскільки при цьому ламана лінія (1-2-3-4-5-6) і так далі наближається до кривої ізотермічного стискання (1-3-5-7).

В T, S — діаграмі (1-2); (3-4); (5-6) є політропами стискання, що описані рівняннями типу $pv^n = const$, показник політропи можна вважати постійним. Лінії (2-3);(4-5);(6-7) відповідають ізобарному відведенню теплоти.

Площа(а-2-1-б); площа (d-4-3-е); площа(к-6-5-с) визначають теплоту, відведену від газу при політропному стисканні в окремих циліндрах компресора.

Площа(е-3-2-а); площа (с-5-4-d); площа (f-7-6-к) визначають теплоту, відведену від газу при ізобарному охолодженні. При однакових температурах газу при вході в циліндри компресора $T_1 = T_3 = T_5$ і однакових температурах газу при виході з циліндрів $T_2 = T_4 = T_6$ політропи (1-2); (3-4); (5-6) еквилистантні ($dS / dT = idem$) і площа(а-2-1-3) = площі(е-4-3-е) = площі(к-6-5-с) буде рівними між собою. Звідси витікає, що в холодильниках від газу при $p=const$ відводиться одна і та ж кількість теплоти.

Роботу багатоступеневого компресора прагнуть організувати так, щоб забезпечувалися:

- повне охолодження газу в усіх холодильниках, тобто температуру газу доводять до початкової температури T_1 , яку він мав при вході в перший ступінь $T_1 = T_3 = T_5$;
- однакова кінцева температура стискання газу у всіх ступенях, що забезпечує в усіх циліндрах надійні умови для мастила $T_2 = T_4 = T_6$;
- однакові показники політроп стискання у всіх циліндрах.

При виконанні цих умов перепади тиску (відносини кінцевого тиску до початкового, p_1/p_2) у всіх ступенях будуть однакові, тобто

$$p_2 / p_1 = (T_2 / T_1)^{\frac{n}{n-1}}, \quad p_2 / p_1 = (T_4 / T_3)^{\frac{n}{n-1}} = (T_2 / T_1)^{\frac{n}{n-1}},$$

$$p_6 / p_5 = (T_6 / T_5)^{\frac{n}{n-1}} = (T_2 / T_1)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (16.4)$$

Згідно (16.4) слідує

$$p_2/p_1 = p_4/p_3 = p_6/p_5 = \pi, \quad (16.5)$$

де π - ступінь підвищення тиску у кожному ступені компресора.

Із співвідношення (16.5) слідує, що

$$\pi^3 = (p_2 \cdot p_4 \cdot p_6) / (p_1 \cdot p_3 \cdot p_5).$$

Оскільки

$$p_2 = p_3 \text{ і } p_4 = p_5,$$

то

$$\pi^3 = p_6 / p_1 = p_{\text{ноч}} / p_{\text{кін}}. \quad (16.6)$$

Звідки

$$\pi = \sqrt[3]{p_6 / p_1}. \quad (16.7)$$

Аналогічний висновок може бути отриманий для багатоступеневого компресора з будь-якою кількістю циліндрів. При кількості циліндрів (ступенів) m

$$\pi = \sqrt[m]{p_{\text{кон}} / p_{\text{нач}}}. \quad (16.8)$$

Звідки маємо: $p_2 = p_1 \cdot \pi$; $p_4 = p_3 \cdot \pi = p_2 \cdot \pi = p_1 \cdot \pi^2$; $p_6 = p_5 \cdot \pi = p_4 \cdot \pi = p_1 \cdot \pi^3$,

тобто тиски p_2, p_4, p_6 зростають за законом геометричної прогресії із знаменником π .

Для визначення об'ємів V_3, V_5 , визначаючих розміри циліндрів окремих ступенів, міркуємо таким чином:

Оскільки температури в точках 1, 3, 5 однакові, тобто $T_1 = T_3 = T_5$, можна записати, що $p_1 \cdot v_1 = p_3 \cdot v_3 = p_5 \cdot v_5$.

З цього співвідношення виходить, що

$$v_3 = v_1 \cdot (p_1 / p_3) = v_1 \cdot (p_1 / p_2) = v_1 / \pi; \quad (16.9)$$

$$v_5 = v_3 \cdot (p_3 / p_5) = v_3 \cdot (p_3 / p_4) = v_1 / \pi^2, \quad \text{і так далі,} \quad (16.10)$$

тобто об'єми циліндрів багатоступеневого компресора v_1, v_3, v_5 і так далі утворюють геометричну прогресію, що зменшується, із знаменником $1/\pi$.

Об'єми v_2, v_4, v_6 визначають із співвідношень

$$p_1 \cdot v_1^n = p_2 \cdot v_2^n \quad \text{або} \quad v_2 = v_1 (p_1 / p_2)^{\frac{1}{n}} = v_1 \cdot (1 / \pi^{\frac{1}{n}}). \quad (16.11)$$

Оскільки температури в точках 2, 4, 6 однакові, тобто $T_2 = T_4 = T_6$, то можна записати, що

$$p_2 \cdot v_2 = p_4 \cdot v_4 = p_6 \cdot v_6.$$

З цього рівняння виходить, що

$$v_4 = v_2 \cdot (p_2 / p_4) = v_2 \cdot (p_3 / p_4) = v_1 \cdot (1 / \pi^{\frac{n+1}{n}}); \quad (16.12)$$

$$v_6 = v_4 \cdot (p_4 / p_6) = v_4 \cdot (p_5 / p_6) = v_4 / \pi = v_1 \cdot (1 / (\pi^{\frac{2n+1}{n}})). \quad (16.13)$$

Для визначення загальної роботи, що затрачена на привід багатоступеневого компресора, необхідно підсумувати роботи, що затрачені на стискання газу по окремих ступенях:

$$l_I = n / (n - 1) \cdot p_1 \cdot v_1 \left[(p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = n / (n - 1) \cdot RT_1 \left[\pi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]; \quad (16.14)$$

$$l_{II} = n / (n - 1) \cdot p_3 \cdot v_3 \left[(p_4 / p_3)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = n / (n - 1) \cdot RT_3 \left[\pi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]; \quad (16.15)$$

$$l_{III} = n/(n-1) \cdot p_5 \cdot v_5 \left[(p_6/p_5)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = n/(n-1) \cdot RT_5 \left[\pi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (16.16)$$

Оскільки $T_1=T_3=T_5$ і показники політропи однакові для всіх ступенів, то $l_I = l_{II} = l_{III}$.
Повна питома робота стисання m -ступеневого компресора

$$l = m \cdot \left[n/(n-1) \right] \cdot p_1 \cdot v_1 \left[(p_2/p_1)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (16.17)$$

Кількість теплоти, що відіймана від газу при стисанні в циліндрах $Q_{цил}$ і при його охолодженні в проміжних холодильниках, можна знайти по відомих формулах для політропного та ізобарного процесів

$$Q_{цил} = m \cdot c_n (T_2 - T_1) = m \cdot c_v [(n-k)/(n-1)] \cdot (T_2 - T_1), \quad (16.18)$$

$$Q_{хл} = m \cdot c_p (T_2 - T_1),$$

де $T_2 = T_1 \cdot \pi^{\frac{n-1}{n}}$. (16.19)

ЛЕКЦІЯ 17

17.1 Термодинамічний аналіз циклів двигунів внутрішнього згоряння

Тепловими двигунами внутрішнього згоряння (ДВЗ) називають теплові двигуни, основними елементами конструкції яких є циліндр із поршнем.

Поршневі ДВЗ по характеру робочого циклу поділяються на двигуни швидкого згоряння з іскровим запалюванням паливно-повітряної суміші і двигуни поступового згоряння, що характеризуються самозапалюванням палива.

До двигунів **швидкого згоряння** відноситься більшість двигунів, що працюють на газоподібному паливі, а в основному - карбюраторні двигуни, що працюють на бензині і гасі.

До двигунів **поступового згоряння** відносяться дизелі, що працюють на солярій олії (швидкохідні дизелі) чи на важких моторних паливах (тихохідні дизелі).

Крім того, поршневі ДВЗ класифікуються по наступним ознакам:

- по способу здійснення робочого циклу: чотиритактні, двотактні (тактом двигуна називається частина циклу, що відбувається при переміщенні поршня з одного крайнього положення в інше);

- по способу сумішоутворення і запалення робочої суміші: із зовнішнім сумішоутворенням і запаленням палива від іскри (карбюраторні, газові); із внутрішнім сумішоутворенням і запаленням палива від стиску (дизелі безкомпресорні і компресорні);

- по роду палива: ті, що працюють на газоподібному паливі та ті, що працюють на рідкому паливі;

- по призначенню: стаціонарні, пересувні, автотракторні, судові, для залізничного транспорту;

- по конструктивному виконанню: з вертикальним і горизонтальним розташуванням циліндрів; з розташуванням циліндрів під кутом (V-образні, W-образні, зіркоподібні, з аппозитивним розташуванням циліндрів).

17.2 Круговий процес Карно в ДВЗ

З огляду на те, що тиск робочого тіла усередині двигуна сягає (3...10) МПа, а температури робочого тіла перевищують критичну, робоче тіло можна розглядати як ідеальний газ.

Власне кажучи, ДВЗ не працюють по кругових процесах, тому що газоподібні продукти згоряння, розширившись і віддавши роботу на коліновал, видаляються з двигуна, а на їхнє місце надходить свіжа порція пальної суміші, в результаті наступного процесу згоряння докорінно змінює свою сполуку. Зміна хімічної сполуки робочого тіла відбувається тільки в одному напрямку, а саме, пальна суміш переходить в продукти згоряння; повернення ж продуктів згоряння в первісний стан пальної суміші практично не здійсненне. Тому можна умовно говорити про круговий процес ДВЗ, якщо не брати до уваги хімічні зміни (газові сталі пальної суміші і продуктів згоряння незначно відрізняються одна від одної).

З теоретичної точки зору в ДВЗ, як і в усякому тепловому двигуні, бажано здійснення циклу Карно, в дійсності ж він виявляється непрактичним з наступних причин. Внаслідок незначної різниці в нахилі ізотерм і адіабат для газів при великій різниці температур T_1 ($15^{\circ}C$) і T_2 ($1800^{\circ}C$), здійснюваної в ДВЗ, діаграма циклу в p, v -діаграмі виходить сильно розтягнутої і у вертикальному, і у горизонтальному напрямках, тобто цикл зв'язаний з великими тисками і об'ємами, у чому можна перекопатися із рисунка 17.1.

Робота циклу Карно (1-2-3-4) дорівнює

$$\ell_k = R(T_1 - T_2) \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (17.1)$$

де v_2 / v_1 - ступінь ізотермічного розширення, для адіабати 2-3

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{і} \quad p_2 = p_3 \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad (17.2)$$

$$\text{то } \frac{p_1}{p_2} = \frac{p_1}{p_3} \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (17.3); \quad \ell = R(T_1 - T_2) \ln \left[\frac{p_1}{p_3} \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \right]. \quad (17.4)$$

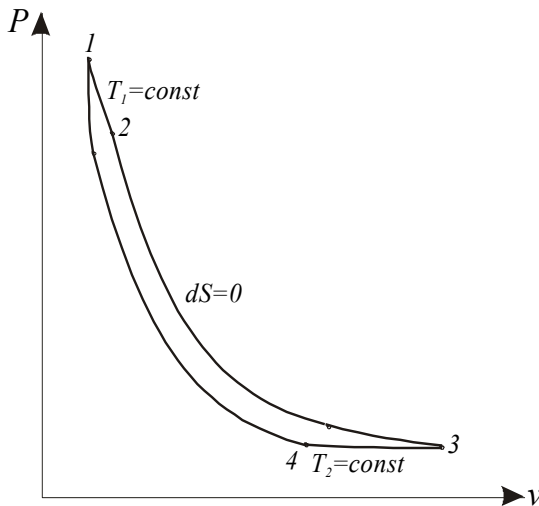


Рисунок 17.1

З останнього рівняння слідує, що робота ℓ позитивна тільки в тому випадку, якщо вираз, який логарифмується в квадратних дужках, більше одиниці, тобто якщо

$$\frac{p_1}{p_3} \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (17.5)$$

Для практичних, використовуваних у сучасних двигунах значень $t_1 = 1800^\circ \text{C}$; $t_2 = 15^\circ \text{C}$ і $P_3 = 0,1$ МПа при $k = 1,33$ одержуємо $P_1 = 288$ МПа з (17.5), що для реального двигуна нереально, тому що максимальне значення в ДВЗ не перевищує 10 МПа. З іншого боку, ми маємо $p_1 v_1 = RT_1$ і

$$p_3 v_3 = RT_3; \quad \text{і отже, при } p_1 = 288 \text{ МПа} \quad \frac{v_3}{v_a} = \frac{288}{0,1} \cdot \frac{288}{2073} = 400.$$

Таким чином, в умовах нашого приклада, робоче тіло розширюється в двигуні в 400 разів; у дійсних же двигунах загальний ступінь розширення звичайно не перевищує (16...20). Ступені розширення порядку 400 зв'язані з дуже громіздкими циліндрами, що не відповідають потужності двигуна, і підвищують його вартість.

Тому для зниження максимальних тисків і одержання меншого ступеня розширення, підведення теплоти від нагрівача до робочого тіла і віддача теплоти холодильнику, відбуваються не в ізотермічних процесах, як у циклі Карно, а в процесах ізохорному, ізобарному і змішаному- з ізохорного та ізобарного.

Відповідно до цього, цикли поршневих ДВЗ по характеру підведення теплоти до робочого тіла можна розділити на наступні три групи:

- цикл із підведенням теплоти по **ізохорі**. Цикл Отто (Німеччина, 1876 г);
- цикл із підведенням теплоти по **ізобарі**. Цикл Дизеля (Німеччина, 1895 г);
- цикл зі **змішаним** підведенням теплоти. Цикл Трінклера (Росія, 1904 г).

Віддача теплоти холодному джерелу q_2 у всіх цих циклах здійснюється тільки в ізохорному процесі.

17.3 Пристрій і принцип дії ДВЗ

Принципова схема ДВЗ представлена на рисунку 17.2. Основним елементом ДВЗ є циліндр 4 з поршнем 5, з'єднаним за допомогою кривошипно-шатунного механізму з зовнішнім споживачем роботи. Циліндр (чи блок циліндрів) монтується на верхній частині картера 1, зверху закритий кришкою, у якій встановлені впускний 2 і випускний 3 клапани і електрична свіча запалювання 8 (в карбюраторному і газовому двигунах) чи форсунка (в

дизелі). В засорочковому просторі циліндра і його голівках циркулює охолоджувальна рідина.

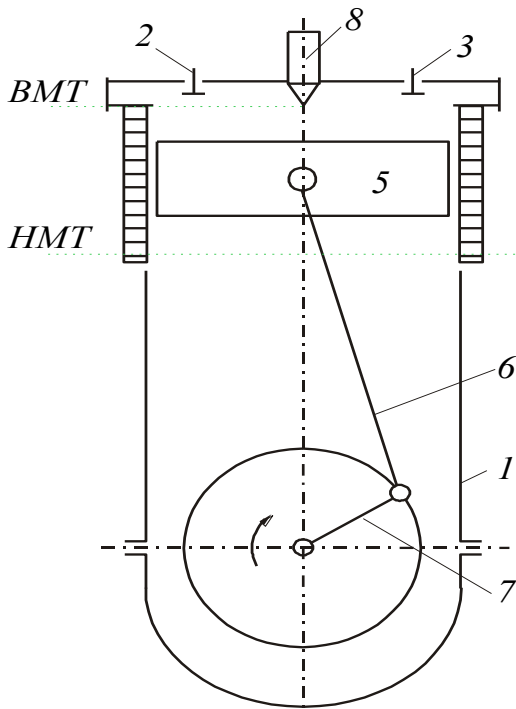


Рисунок 17.2

Сума робочих об'ємів усіх циліндрів двигуна в літрах називають **літражем двигуна**. Об'єм між поршнем, який знаходиться у ВМТ, і кришкою циліндра зветься **шкідливим простором** або **об'ємом камери згорання** і позначається V_0 . **Повний об'єм одного циліндра**

$$V_u = V_h + V_0, \quad \text{де} \quad V_0 = (0,04 - 0,1)V_h. \quad (17.6)$$

$$\text{Відношення} \quad \varepsilon = V_u / V_0 = (1 + V_h / V_0), \quad \text{називається} \quad \text{ступенем стиску}. \quad (17.7)$$

Аналіз робочого циклу ДВЗ звичайно роблять за допомогою індикаторної діаграми, на якій графічно зображена залежність тиску в циліндрі від об'єму, зайнятого газом, чи положення поршня.

17.4 Дійсний і ідеальний цикли із підведенням теплоти при постійному об'ємі.

Цикл Отто

Індикаторні діаграми циклу Отто представлені: дійсна на рисунку 17.3; ідеальна p, v - діаграма на рисунку 17.4; T, S - діаграма на рисунку 17.5.

В таких двигунах, які працюють по циклу Отто, застосовуються легкі палива: рідкі (бензин, гас) і газоподібні (генераторний, світільний газ). Робочим тілом є паливно-повітряна суміш на початкових ділянках циклу і газоподібні продукти згорання на інших ділянках циклу.

I такт. Поршень 2 робить у ДВЗ зворотньо-поступальний рух в циліндрі 1. В процесі (а-1) поршень рухається вправо (тобто від ВМТ до НМТ) і через всмоктувальний клапан 5 в циліндр 1 надходить пальна суміш. У правому крайньому положенні процес заповнення циліндра пальною сумішшю припиняється, всмоктувальний клапан 5 закривається і поршень починає рухатися вліво (тобто від НМТ до ВМТ).

II такт. В процесі 1-2 пальна суміш в циліндрі стискається, і тиск зростає від p_1 до p_2 .

В лівому крайньому положенні пальна суміш запалюється від електричної

В картері монтується колінчатий вал, кривошип 7, який рухливо з'єднаний із шатуном 6. Верхня голівка шатуна зчленована з поршнем 5, що робить прямолінійний зворотньо-поступальний рух у циліндрі.

Крім основних деталей двигун має ряд допоміжних механізмів для подачі палива (паливні насоси, змішувальні пристрої, фільтри, паливні баки, регулятор), змащення (масляні насоси, фільтри, масляні баки, масельнички), охолодження (водяні насоси, водяні баки, радіатори) і інші пристрої, необхідні для його обслуговування. Допоміжні механізми приводяться в рух від колінчатого вала.

Крайні положення поршня називають **верхньою мертвою точкою (ВМТ)** і **нижньою мертвою точкою (НМТ)**. Хід поршня від ВМТ до НМТ називають **тактом**. Об'єм, описуваний поршнем за один хід, є **робочим об'ємом циліндра**,
 $V_h = (\pi D^2 / 4) \cdot S$,
де D - діаметр циліндра, м; S - хід поршня, м.

свічі 4. Пальна суміш згоряє практично миттєво, поршень не встигає переміститися і тому припустимо прийняти, що весь процес підведення теплоти відбувається при $v = const$. В процесі 2-3 змінюється не тільки тиск і температура, але і хімічна сполука робочого тіла. Тиск у циліндрі зростає від p_2 до p_3 .

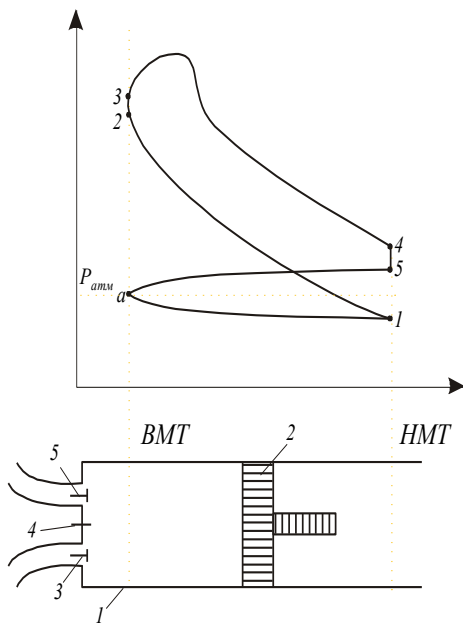


Рисунок 17.3

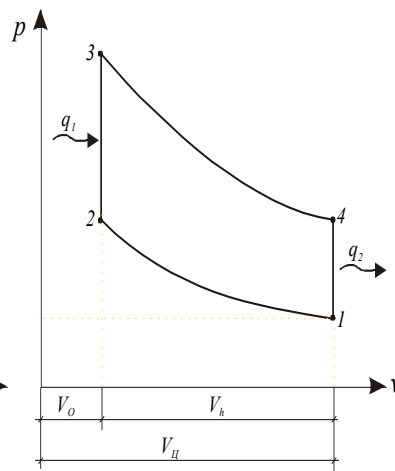


Рисунок 17.4

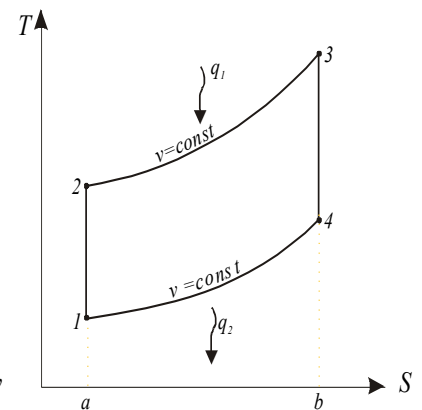


Рисунок 17.5

III такт. Далі поршень переміщається вправо (тобто від ВМТ до НМТ), виконуючи при цьому роботу розширення, причому тиск падає від p_3 до p_4 . В крайньому лівому положенні (НМТ) за допомогою спеціального пристрою відкривається вихлопний клапан 3 і тиск в циліндрі знижується до тиску p_5 , що трохи перевищує атмосферний (процес 4-5), при цьому частина продуктів згоряння виходить з циліндра.

IV такт. Потім поршень рухається вліво (тобто від НМТ до ВМТ), виштовхуючи з циліндра через відкритий вихлопний клапан 3 частину продуктів згоряння, що залишилися. В крайньому лівому положенні (ВМТ) поршня вихлопний клапан 3 закривається і відкривається клапан всмоктування 5, що дає доступ в циліндр нової порції пальної суміші (за процесом вихлопу починається процес всмоктування, в результаті чого і здійснюється безупинна робота двигуна).

На рисунку 17.3 видно, що тиск у циліндрі в процесі всмоктування (а-1) трохи нижче, а в процесі виштовхування (процес (5-а)) трохи вище атмосферного. Останнє обумовлюється аеродинамічним опором клапанів 5 і 3, і патрубоків, які підводять робоче тіло.

Ідеальний цикл Отто в p, v - (рис. 17.4) і T, S - діаграмах (рис. 17.5) складається з наступних процесів: 1-2 - адіабатне стискання робочого тіла в циліндрі; 2-3 - підведення теплоти при $v = const$; 3-4 - адіабатне розширення робочого тіла; 4-1 - відведення теплоти при $v = const$.

Термодинамічний ККД циклу Отто визначається як η_t теплового двигуна

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} . \quad (17.8)$$

Кількість теплоти, яка підводиться до робочого тіла в процесі 2-3 (q_1)

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2) . \quad (17.9)$$

Кількість теплоти, що відводиться в ізохорному процесі 4-1 (q_2)

$$q_2 - c_v(T_4 - T_1). \quad (17.10)$$

Кількість теплоти q_1 і q_2 можна визначити через параметри циклу. З цією метою виразимо температури T_2 , T_3 і T_4 через температуру T_1 і параметри циклу ε і λ .

$\varepsilon = v_1/v_2$ - ступінь адіабатного стискання; $\lambda = p_3/p_2$ - ступінь підвищення тиску.

Розглянемо адіабатний процес 1-2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}, \text{ звідки } T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}. \quad (17.11)$$

Для ізохорного процесу 2-3, маємо

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda, \text{ звідки } T_3 = T_2 \cdot \lambda = T_1 \cdot \lambda \cdot \varepsilon^{k-1}. \quad (17.12)$$

Для адіабатного процесу 3-4, маємо

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \text{ тому що } v_3 = v_2,$$

звідки
$$T_4 = T_3 \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \cdot \lambda. \quad (17.13)$$

Підставляючи співвідношення (17.11)...(17.13) у вирази (17.9) і (17.10), одержуємо:

$$q_1 = c_v(T_1 \cdot \lambda \cdot \varepsilon^{k-1} - T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}) = c_v \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1); \quad (17.14)$$

$$q_2 = c_v(T_1 \cdot \lambda - T_1) = c_v \cdot T_1(\lambda - 1). \quad (17.15)$$

Підставляючи вираження (17.14) і (17.15) у вираз (17.8), знаходимо

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v \cdot T_1(\lambda - 1)}{c_v \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (17.16)$$

З виразу (17.16) видно, що термічний ККД циклу Отто залежить від ступіні стискання робочого тіла ε (конструкції двигуна) і показника адіабати k робочого тіла циклу. Від ступіні підвищення тиску λ в ізохорному процесі 2-3 термічний ККД не залежить. В перших двигунах внутрішнього згоряння при $v = const$ ε складала усього (2...2,5), а в сучасних двигунах вона доходить до (7...12).

Ступінь стискання обмежується температурою samozапалювання пальної суміші. При високих ступінях стискання значно підвищується температура і тиск наприкінці стискання. Так, при деяких значеннях ε часто ще до приходу поршня у ВМТ відбувається запалення суміші, тобто **детонація**. При цьому процес згоряння порушується, потужність двигуна падає, витрата палива зростає. Тому кожному виду палива відповідає своя ступінь стискання. Величина ступіні стискання залежить від якості палива і підвищується з поліпшенням антидетонаційних властивостей, які характеризуються октановим числом.

Робота циклу визначається таким чином

$$\ell_u = q_1 - q_2 = q_1 \cdot \eta_t = c_v \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1) \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right]. \quad (17.17)$$

З цього виразу видно, що робота, одержувана за цикл, залежить від початкової температури T_1 і параметрів циклу ε і λ .

Середній індикаторний тиск визначається таким чином

$$p_i = \frac{\ell_u}{v_1 - v_2} = \frac{p_2(\lambda - 1)}{(\varepsilon - 1)(k - 1)} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right). \quad (17.18)$$

ЛЕКЦІЯ 18

18.1 Цикли ДВЗ із підведенням теплоти при постійному тиску. Цикл Дизеля

Ступінь стискання ε в циклі можна підвищити, якщо стискати не горючу суміш, а чисте повітря, а потім в кінці процесу стискання вводити в циліндр рідке паливо (пальне).

Роздільне стискання повітря і рідкого палива виключає самозаймання і дозволяє одержувати високі ступені стискання. Тиск в кінці стискання порядку (3,0 ... 4,0) МПа та температура (600...800) °С. Ступінь стискання в таких двигунах $\varepsilon=(14...18)$.

Рідке паливо в циліндр 1 подається через форсунку 4 в дрібнорозпиленому вигляді в кінці процесу стискання (рис. 18.1). Розпилювання палива проводиться стислим повітрям у допоміжному компресорі при тиску (5,0 ... 6,0) МПа. Ступінь стискання вибирається так, щоб температура повітря в циліндрі була вищою за температуру самозаймання палива.

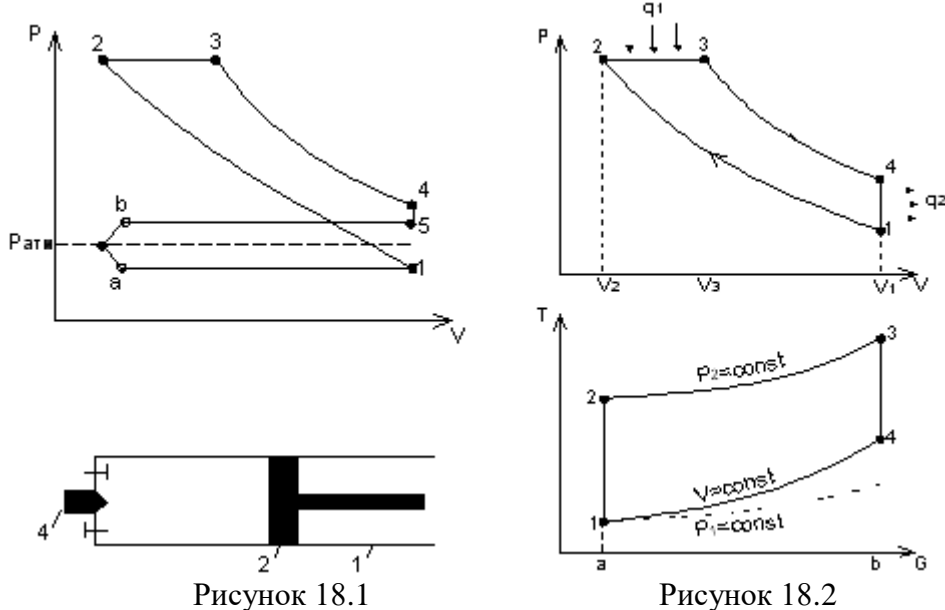


Рисунок 18.1

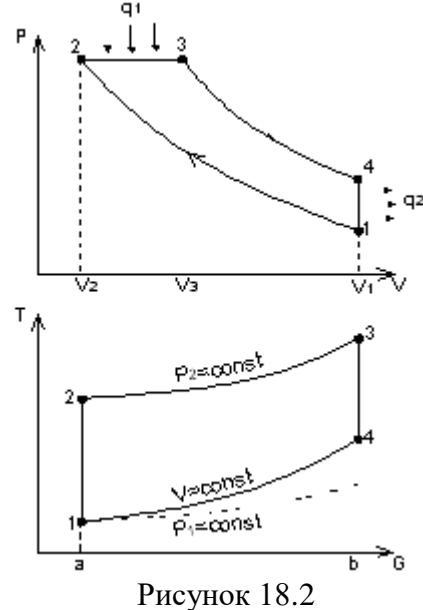


Рисунок 18.2

Для введення в циліндр двигуна необхідної кількості палива потрібен якийсь час, протягом якого поршень не залишається на місці. Досягнувши ВМТ, він починає переміщатися назад до НМТ. Тому подальші порції палива, вприскуванні з форсунки займаються вже від наявних вогнищ горіння, згоратимуть в умовах збільшуючогося об'єму і, тому, майже постійного тиску.

Даний цикл здійснюється таким чином. В процесі(a-1) в циліндр двигуна всмоктується атмосферне повітря; 1-2- процес адиабатного стискання повітря в циліндрі до тиску p_2 ; 2-3 – процес підведення теплоти при $p = const$; 3-4-процес адиабатного розширення продуктів згорання; 4-5-процес ізохорного відведення теплоти; (5-b) – виштовхування продуктів згорання з циліндра двигуна в атмосферу.

Ідеальний цикл Дизеля (рис. 18.2) складається з двох адіабат (адіабати стискання 1-2 і адіабати розширення 3-4), ізобари 2-3, по якій відбувається підведення теплоти q_1 від гарячого джерела, і ізохори 4-1, по якій відбувається відведення теплоти q_2 до холодного джерела (навколишнього середовища).

Параметрами, що характеризують цикл Дизеля, є:

- $\rho = v_3 / v_2$ – ступінь попереднього ізобарного розширення;
- $\varepsilon = v_1 / v_2$ – ступінь адиабатного стискання;
- $\delta = v_4 / v_3$ – ступінь адиабатного розширення.

Термічний ККД циклу з підведенням теплоти при $p = const$ визначається по формулі

$$\eta_t = 1 - q_2 / q_1. \quad (18.1)$$

Теплота q_1 , що підводиться по ізобарі 2-3, визначається з виразу

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2). \quad (18.2)$$

Теплота q_2 , що відводиться по ізохорі 4-1, визначається

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1). \quad (18.3)$$

Теплоти q_1 і q_2 визначаються через параметри циклу ε , ρ і температуру T_1 :

- для адіабати 1-2

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}; \quad \text{звідки } T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}; \quad (18.4)$$

- для ізобари 2-3

$$T_3 / T_2 = (v_3 / v_2) = \rho; \quad \text{звідки } T_3 = T_2 \cdot \rho = \rho T_1 \varepsilon^{k-1}; \quad (18.5)$$

- для адіабати 3-4

$$T_4 / T_3 = (v_3 / v_4)^{k-1} = (v_3 / v_1)^{k-1}. \quad (18.6)$$

Величини ρ , ε і δ зв'язані співвідношенням

$$\delta = v_3 / v_4 = v_3 / v_1 = ((v_3 \cdot v_2) / (v_2 \cdot v_1)) = \varepsilon / \rho. \quad (18.7)$$

Тоді $T_4 / T_3 = (\rho / \varepsilon)^{k-1}$, або $T_4 = T_1 \cdot \rho$. (18.8)

Підставляючи вирази (18.4) ... (18.8) у вирази (18.2) і (18.3), одержуємо

$$q_1 = c_p T_1 \varepsilon^{k-1} (\rho - 1); \quad (18.9)$$

$$q_2 = c_v T_1 (\rho^k - 1). \quad (18.10)$$

Підставляючи вираз (18.9) та (18.10) у вираз (18.1) для η_t циклу, знаходимо

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v}{c_p} \frac{\rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} (\rho - 1)} = 1 - \frac{1}{k} \frac{(\rho^k - 1)}{\varepsilon^{k-1} (\rho - 1)}. \quad (18.11)$$

З виразу (18.11) видно, що η_t циклу з підведенням теплоти при $p = const$ залежить від 3-х параметрів: ступіні стискання ε , ступіні попереднього розширення ρ і показника адіабати робочого тіла, що здійснює цикл. При зростанні ступіні стискання η_t збільшується. При збільшенні ступіні попереднього розширення ρ - зменшується.

На рисунку 18.3 видно, що при рівності площ відведеної теплоти $q_2 =$ площі (6-1-4-5), η_t буде більша у циклі з більшою ступінню стискання, оскільки площа його корисної роботи буде більша, ніж у двигуна з меншою ступінню стискання. Площа (1-7-8-4) > (площі 1-2-3-4).

Робота циклу з підведенням теплоти при $p = const$ визначається таким чином

$$l_u = q_1 \eta_t = c_p T_1 \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) \left[1 - \frac{1}{k} \frac{\rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} (\rho - 1)} \right]. \quad (18.13)$$

Середній індикаторний тиск в цьому циклі визначається виразом

$$p_u = \frac{l_u}{v_1 - v_2} = \frac{p_1 \cdot \varepsilon}{(k-1)(\varepsilon-1)} \left[k \varepsilon^{k-1} (\rho-1) - (\rho^k - 1) \right]. \quad (18.14)$$

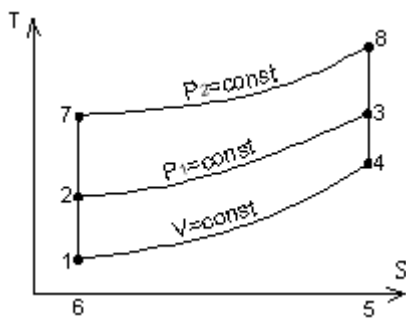


Рисунок 18.3

Звідси видно, що p_u збільшується при зростанні ε і ρ . В циклах ДВЗ мають місце втрати енергії через “недорозширення” газів.

18.2 Цикли ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти. Цикл Трінклера

Недоліком двигуна Дизеля в порівнянні з двигуном Отто є:

- наявність компресора для розпилювання рідкого палива, на роботу якого витрачається (6...10) % загальної потужності двигуна;
- складні пристрої насоса і форсунки;
- відносна тихохідність, обумовлена повільним згорянням палива.

В 1904р. російський інженер Г.В.Трінклер побудував безкомпресорний двигун високого тиску, що працює по циклу зі змішаним підведенням теплоти при $p = const$ і $v = const$.

Необхідно відзначити, що двигун зі змішаним підведенням теплоти не потребує компресора високого тиску для розпилювання рідкого палива. Розпилювання рідкого палива проводиться за допомогою механічних форсунок. Рідке паливо подається до форсунок насосом при тиску (3,0...4,0) МПа.

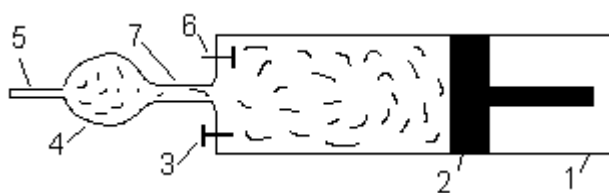


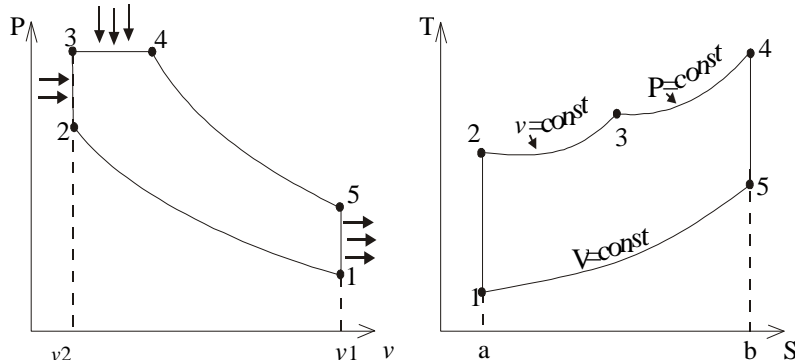
Рисунок 18.4

В цьому двигуні (рис.18.4) розпилювання рідкого палива відбувається в передкамері 4, яка встановлюється у верхній частині циліндра 1 і сполучена з робочим об'ємом циліндра одним або декількома вузькими каналами 7. Стискування повітря, здійснюється

так само, як і в компресорних двигунах, до температур, що забезпечують самозаймання палива (процес 1-2, рис.18.5).

Процес змішення в передкамері протікає таким чином. Рідке паливо подається в передкамеру через форсунку 5. В процесі стискування, тиск повітря циліндрі 1 росте швидше, ніж в передкамері 4. За рахунок різниці тиску виникає потік повітря з циліндра 1 в передкамеру 4, який використовується для розпилювання рідкого палива, яке вприскується в передкамеру. При цьому утворюється однорідна суміш, що згоряє в передкамері при постійному об'ємі (процес 2-3). Тиск в передкамері зростає, і напрям потоку змінюється: суміш продуктів згоряє, а незгоріла пара палива, що має температуру (1500...1800) °С, спрямовується з передкамери в циліндр, де відбувається їх перемішування і догорання. В результаті поршень переміщується зліва направо при тиску $p = const$. Після того, як спалюється паливо, відбувається адіабатне розширення продуктів згоряння (процес 4-5). Потім продукти згоряння виводяться з циліндра.

Цикл зі змішаним підведенням теплоти складається з наступних процесів:



- 1-2-адіабатне стискування повітря;
- 2-3-ізохорне підведення теплоти q_1 ;
- 3-4-ізобарне підведення теплоти;
- 4-5-адіабатне розширення продуктів згоряння;
- 5-1-ізохорне відведення теплоти q_2 .

Підведення теплоти q_1 в циклі зі змішаним

Рисунок 18.5

підведенням теплоти здійснюється спочатку по ізохорі 2-3, а потім по ізобарі 3-4.

Параметрами, що характеризують цикл зі змішаним підведенням теплоти, є:

- $\epsilon = v_1/v_2$ – ступінь адіабатного стискування;
- $\lambda = p_3/p_2$ – ступінь ізохорного підвищення тиску;

- $\rho = v_4/v_3$ – ступінь попереднього (ізобарного) розширення.

Термічний ККД циклу зі змішаним підведенням теплоти

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1, \quad (18.15)$$

Теплота, що відводиться по ізохорі 5-1, визначається співвідношенням

$$q_2 = c_v(T_5 - T_1), \quad (18.16)$$

тоді, як теплота q_1 складається з теплоти, що підводиться в ізохорному процесі 2-3, і теплоти, що підводиться в ізобарному процесі 3-4

$$q_1 = q_{1v} + q_{1p}. \quad (18.17)$$

Очевидно,

$$\begin{cases} q_{1v} = c_v(T_3 - T_2) \\ q_{1p} = c_p(T_4 - T_3) \end{cases}. \quad (18.18)$$

Підставляючи значення теплоти q_{1v} і q_{1p} у вираз (18.15), одержуємо

$$\eta_t = 1 - (T_5 - T_1) / [(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)]. \quad (18.19)$$

Виразимо T_2 , T_3 , T_4 і T_5 через температуру T_1 і параметри циклу через ε , λ , ρ :

- для адіабати 1-2

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1} = \varepsilon^{k-1} \quad \text{і} \quad T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}; \quad (18.20)$$

- для ізохори 2-3

$$T_3/T_2 = p_3/p_2 = \lambda; \quad (18.21)$$

- для ізобари 3-4

$$T_4/T_3 = v_4/v_3 = \rho; \quad (18.22)$$

- для адіабати 4-5

$$T_5/T_4 = (v_4/v_5)^{k-1} = [(v_4 \cdot v_2)/(v_3 \cdot v_1)] = (\rho/\varepsilon)^{k-1}. \quad (18.23)$$

Звідки $T_5 = T_4 \cdot (\rho^{k-1}/\varepsilon^{k-1}) = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \rho^k \cdot (\rho^{k-1}/\varepsilon^{k-1}) = T_1 \cdot \lambda \cdot \rho^k, \quad (18.24)$

Підставляючи вираз (18.20) ... (18.24) у вирази (18.16) і (18.17), одержуємо

$$q_1 = c_v T_1 \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)] \quad (18.25)$$

$$\text{і} \quad q_2 = c_v T_1 [(\lambda \cdot \rho^k - 1)]. \quad (18.26)$$

Підставляючи вирази (18.25) і (18.26) у вираз для η_t (18.15), одержуємо

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (18.27)$$

З цього рівняння виходить, що η_t змішаного циклу, як η_t циклів з ізохорним і ізобарним підведенням теплоти, зростає із збільшенням ε . Із збільшенням ρ η_t зменшується. При $\lambda = 1$ змішаний цикл перетворюється в цикл з підведенням теплоти при $p = const$, а при $\rho = 1$ перетворюється в цикл з підведенням теплоти при $v = const$. При цьому рівняння (18.27) переходить відповідно в рівняння (18.23) і (18.11). Для таких двигунів звичайно приймають $\varepsilon = (10 \dots 14)$; $\lambda = (1, 2 \dots 1, 7)$; $\rho = (1, 1 \dots 1, 5)$.

Робота циклу визначається виразом

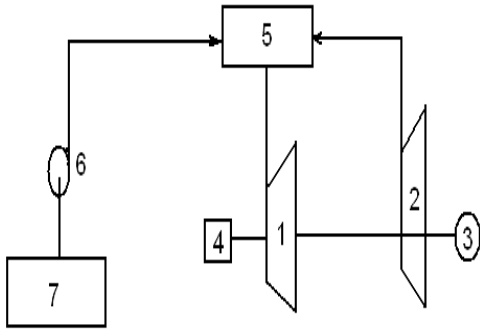
$$l_u = q \eta_t = c_v T_1 \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)] \times \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)} \right). \quad (18.28)$$

ЛЕКЦІЯ 19

19.1 Цикли газотурбінних установок (ГТУ)

ГТУ називаються теплоенергетичні пристрої, в яких робочим тілом є газоподібні продукти згоряння палива (або інші гази, нагріті тим або іншим способом), а робочим двигуном є газова турбіна. ГТУ можуть працювати по циклах згоряння палива при постійних об'ємі і тиску.

На рисунку 19.1 зображена принципова схема роботи ГТУ, що складається із з'єднаних загальним валом газової турбіни (ГТ)- 1, нагнітача (компресора)- 2, електричного генератора- 3 і пускового електродвигуна- 4, камери згоряння -5, насоса -6 і паливного бака- 7 (для рідкого палива).



В ідеальному виді робочі процеси ГТУ відбуваються таким чином.

Повітря з оточуючого середовища, засмоктується нагнітачем, стискається до необхідного тиску і подається в камеру згоряння. Туди ж

подається рідке або газоподібне паливо, яке там і згоряє.

Рисунок 19.1

Продукти згоряння при необхідній температурі, регульованій кількістю повітря (яке подається з великим надлишком, щоб забезпечити прийнятні температури продуктів згоряння), поступають до сопел ГТ, де їх енергія в процесі адиабатного витікання перетворюється в кінетичну. Витікаючи із сопел струмені, потрапляють на лопаті турбіни, де кінетична енергія газу витрачається на обертання валу установки і передається електричному генератору. Тут механічна енергія (енергія обертання валу) перетворюється в електричну.

На підставі висловленого, можна написати для ГТУ наступний баланс потужності

$$N_{z.m.} = N_k + N_{e.g.} + N_n \quad \text{звідки } N_{e.g.} = N_{z.m.} - N_k - N_n, \quad (19.1)$$

де $N_{z.m.}$ - потужність ГТУ; N_k - потужність компресора; $N_{e.g.}$ - потужність електричного генератора; N_n - потужність насоса.

19.2 Ідеальний цикл ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$

Цей цикл в p, v - і T, S - діаграмах зображений на рисунку 19.2.

Цикл складається з наступних процесів:

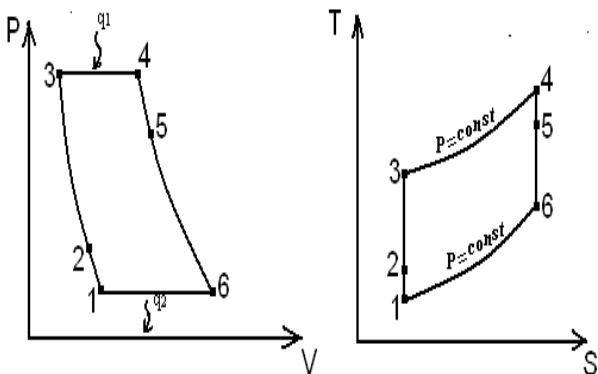


Рисунок 19.2

1-2-адиабатне стискання повітря в нагнітачі;

2-3-ізобарне підведення теплоти q_1 в кількості $c_p(T_3 - T_2)$;

3-4-адиабатне розширення продуктів згоряння в соплах газової турбіни;

4-1-ізобарний процес, в якому від робочого тіла відводиться теплота в кількості $c_p(T_4 - T_1)$.

Параметри циклу:

- $\beta = p_2/p_1$ – ступінь підвищення тиску при адіабатному стисканні в компресорі;
- $\rho = v_3/v_2$ – ступінь попереднього ізобарного розширення в камері згоряння;
- $\varepsilon = v_1/v_2$ – ступінь адіабатного стискання в компресорі.

Термічний ККД визначається таким чином

$$\eta_t = 1 - q_2 / q_1. \quad (19.2)$$

Як відомо, η_t буде різним, залежно від процесу стискання повітря в компресорі, який може бути адіабатним, ізотермічним і політропним.

Розглянемо цикл ГТУ із підводом теплоти q_1 при $p = const$ для випадку адіабатного стискання повітря у компресорі.

Кількість теплоти, що відводиться в ізобарному процесі 4-1

$$q_2 = c_p(T_4 - T_1). \quad (19.3)$$

Кількість теплоти, що підводиться до робочого тіла в ізобарному процесі 2-3

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2). \quad (19.4)$$

Підставляючи значення q_1 і q_2 в рівняння (18.2), одержуємо

$$\eta_t = 1 - [(T_4 - T_1)/(T_3 - T_2)]. \quad (19.5)$$

Виразимо температури T_2 , T_3 і T_4 через початкову температуру T_1 і параметри циклу β та ρ :

а) для адіабати 1-2 $T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{\frac{k-1}{k}}$ і $T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}$; (19.6)

б) для ізобари 2-3, враховуючи що $p_3 = p_2$ і $p_4 = p_1$, одержуємо

$$T_3/T_2 = v_3/v_2 = \rho; \quad T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \rho \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}; \quad (19.7)$$

в) для адіабати 3-4

$$T_4/T_3 = (p_4/p_3)^{\frac{k-1}{k}} = (p_1/p_2)^{\frac{k-1}{k}};$$

$$T_4 = T_3 / \beta^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \cdot \rho \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot (1/\beta^{\frac{k-1}{k}}) = T_1 \cdot \rho. \quad (19.8)$$

Підставляючи вирази (19.6) ... (19.8) в вирази (19.2) ... (19.4), знаходимо

$$q_1 = c_p T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} (\rho - 1); \quad (19.9) \quad q_2 = c_p T_1 (\rho - 1); \quad (19.10)$$

$$\eta_t = 1 - (q_2/q_1) = 1 - (1/\beta^{\frac{k-1}{k}}) = 1 - (1/\varepsilon^{k-1}), \quad (19.11)$$

де $\varepsilon = v_1/v_2$ – ступінь адіабатного стискання в компресорі.

З виразу (19.11) видно, що η_t ГТУ з підведенням теплоти при $p = const$ і адіабатному стисканні повітря в компресорі визначається ступінню підвищення тиску при адіабатному стисканні β і показником адіабати k продуктів згоряння, тобто η_t залежить від роботи компресора. Чим більше показник адіабати k і чим більше значення β , тим більше η_t .

19.3 Реальні цикли ГТУ

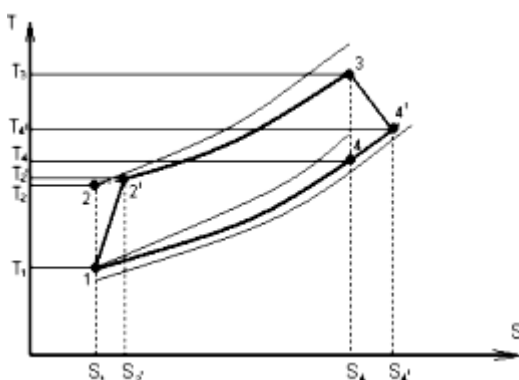


Рисунок 19.3

Реальні цикли ГТУ відрізняються від ідеальних тим, що в дійсних циклах враховуються немінучі теплові втрати.

На рисунку 19.3 показаний реальний цикл ГТУ, що протікає із втратами. Стискання повітря відбувається не по ізоентропі 1-2, як це було при розгляді ідеального циклу, а з втратами тепла, по деякій політропі 1-2'. Втрати у компресорі звичайно оцінюють адіабатним ККД, який визначають по формулі, вважаючи, що $c_p = const$

$$\eta_k = (T_2 - T_1) / (T_2^I - T_1), \quad (19.12)$$

звідки

$$T_2' - T_1 = (T_2 - T_1) / \eta_k. \quad (19.13)$$

Лінія 2'-3 відображає ізобарний процес підведення теплоти до циклу. Тиск в точці 2' дещо вищий тиску перед газовою турбіною в точці 3, внаслідок гідравлических втрат в камері згоряння і комунікаціях.

Розширення робочого тіла в газовій турбіні здійснюється з втратами і, згідно з цим, відображається деякою політропою 3-4'. Втрати теплоти в газовій турбіні характеризуються відносним внутрішнім ККД, який при припущенні, що $c_p = const$, визначають по формулі

$$\eta_{oi} = (T_3 - T_4') / (T_3 - T_4), \quad (19.14)$$

звідки

$$T_3 - T_4' = \eta_{oi} (T_3 - T_4). \quad (19.15)$$

Теплота відводиться з циклу в ізобарному процесі 4'-1.

Термічний ККД ГТУ буде рівний

$$\eta_t = (q_1 - q_2) / q_1, \quad (19.16)$$

де $q_1 = c_p (T_3 - T_2')$; $q_2 = c_p (T_4' - T_1)$.

Корисна робота

$$\begin{aligned} l_u &= q_1 - q_2 = c_p [(T_3 - T_2') - (T_4' - T_1)] = c_p [(T_3 - T_4') - (T_2' - T_1)] = \\ &= c_p [T_3 \cdot (1 - T_4' / T_3) \cdot \eta_{oi} - T_1 / \eta_k \cdot (T_2' / T_1 - 1)] \end{aligned} \quad (19.17)$$

Оскільки лінія 1-2 відображає ізоентропний процес

$$T_2 / T_1 = T_3 / T_4 = (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}} = \beta^m \quad (19.18)$$

де $m = (k-1)/k$.

Після підстановки у формулу (19.17), що служить для визначення корисної роботи, значень із формули (19.18), отримаємо

$$\begin{aligned} l_u &= c_p \left[T_3 \left(1 - \frac{1}{\beta^m} \right) \eta_{oi} - \frac{T_1}{\eta_k} (\beta^m - 1) \right] = \frac{c_p T_1}{\eta_k} \left[\frac{T_3}{T_1} \frac{\beta^m - 1}{\beta^m} \eta_{oi} \cdot \eta_k - (\beta^m - 1) \right] = \\ &= \frac{c_p T_1}{\eta_k} (\beta^m - 1) \left[\left(\frac{T_3}{T_1} \frac{\eta_{oi} \cdot \eta_k}{\beta^m} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (19.19)$$

Для ГТУ величини c_p , T_1 , η_k і η_{oi} можна вважати постійними і у зв'язку з цим вважати, що величина роботи l_u є функцією величин T_3 і β^m , тобто $l_u = f(T_3; \beta^m)$. Згідно з цим, для кожного значення T_3 , якому відповідає цілком певна ступінь підвищення тиску повітря в компресорі, можна побудувати криву залежності $l_u = f(\beta^m)$.

Розглянемо характер такої кривої для довільно вибраного значення T_3 . Помітимо, що рівняння цієї кривої в двох випадках обертається в нуль, а саме: при $\beta^m = 1$ і при $\beta^m = (T_3 / T_1) \cdot \eta_{oi} \cdot \eta_k$. З цього можна зробити висновок, що в інтервалі між цими значеннями, для l_u є максимальне значення і, отже, крива $l_u = f(\beta^m)$ має приблизно вигляд, показаний на рисунку 19.4. Лінія (-2-3-4) є кривою максимальних значень l_u для різних значень T_3 . Знайдемо вираз, що служить для визначення

максимального значення l_u , що відповідає заданій температурі T_3 . Припустимо, що $\beta^m = x$ і $\frac{T_3}{T_1} \eta_{oi} \eta_k = a$, тоді вираз (19.19)

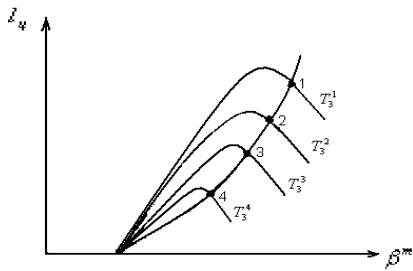


Рисунок 19.4

прийме вигляд
$$l_u = \frac{c_p T_1}{\eta_k} (x-1) \left(\frac{a}{x} - 1 \right) \quad (19.20)$$

Для визначення максимуму цієї функції прирівняємо до нуля її похідну, відкинувши при цьому постійну величину $c_p T_1 / \eta_k$ і після перетворень отримаємо

$$l_{\max} = \frac{c_p T_1}{\eta_k} (\beta_{opt}^m - 1) \left[\frac{(\beta_{opt}^m)^2}{\beta_{opt}^m} - 1 \right] = \frac{c_p T_1}{\eta_k} (\beta_{opt}^m - 1)^2 \quad (19.21)$$

і тому
$$\eta_t = l_{\max} / q_1 \quad (19.22)$$

19.4 Цикл ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ і регенерацією

В ГТУ основними є втрати теплоти з відхідними газами із турбіни. На рисунку 19.5 зображена принципова схема ГТУ, в якій теплоту відхідних газів частково використовують для нагрівання стислого повітря. Такий цикл називають **регенеративним**.

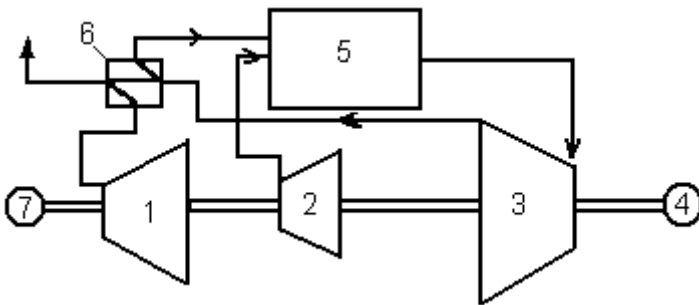


Рисунок 19.5

Як видно з рисунку 19.5, відхідні гази після газової турбіни 3 прямують у регенератор 6, де вони підігрівають стисле повітря (від температури T_2 до T_5), в результаті чого відхідні гази охолоджуються (від T_4 до T_6) і внаслідок цього ККД установки підвищується. Величина підвищення ККД залежить від зміни температури повітря і газів, чи так званої ступені регенерації.

Термодинамічний цикл ГТУ із згорянням палива при $p = \text{const}$ і з регенерацією теплоти складається з наступних процесів (ідеальний цикл):

- 1-2- процес стискання повітря в компресорі, який може бути як ізотермічним, так і адіабатним;
- 2-5-ізобарний підігрів повітря в регенераторі;
- 5-3-ізобарний процес підведення теплоти в камері згоряння за рахунок згоряння палива;
- 3-4-адіабатне розширення газів в турбіні;
- 4-6-ізобарне охолодження робочого тіла в регенераторі;
- 6-1-ізобарна віддача робочим тілом теплоти навколишньому середовищу.

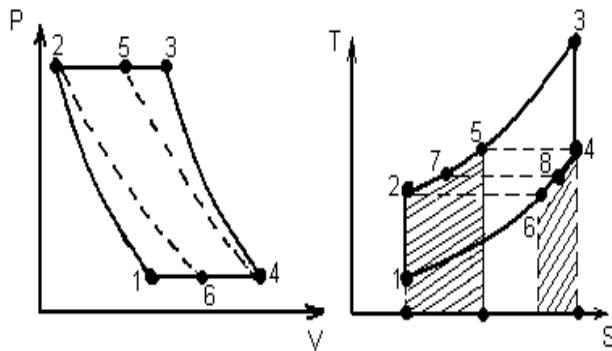


Рисунок 19.6

На T,S- діаграмі теплота, що віддається продуктами згоряння на ділянці ізобари 4-6 (площа с-6-4-d-c) підводиться в регенераторі стислому повітрю на ділянці ізобари 2-5.

Регенерація буде повною, якщо охолодження продуктів згоряння в регенераторі відбувається до температури повітря, що поступає в нього, тобто від $T_5 = T_4$ до $T_6 = T_2$. При цьому кількість теплоти, що сприйнята повітрям в регенераторі, рівняється кількості теплоти, що віддається в ньому продуктами згоряння

$$c_p(T_5 - T_2) = c_p(T_4 - T_6). \quad (19.23)$$

При $c_p = \text{const}$ маємо

$$T_5 - T_2 = T_4 - T_6. \quad (19.24)$$

Кількість підведеної теплоти в циклі з повною регенерацією

$$q_1 = c_p(T_3 - T_5) = c_p(T_3 - T_4). \quad (19.25)$$

Кількість теплоти, що відводиться в циклі з повною регенерацією

$$q_2 = c_p(T_6 - T_1) = c_p(T_2 - T_1), \quad (19.26)$$

тоді

$$\eta_t = 1 - \left(\frac{q_2}{q_1} \right) = 1 - \left[\frac{(T_2 - T_1)}{(T_3 - T_4)} \right]. \quad (19.27)$$

Згідно (19.6) ... (19.8)

$$T_3 = T_1 \rho \beta^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

Термічний ККД з повною регенерацією

$$\eta_t = 1 - (T_1 - T_4). \quad (19.28)$$

З цього виразу видно, що η_m ГТУ при $p = \text{const}$ з повною регенерацією теплоти і адіабатним стисканням повітря в компресорі залежить від температури газу в кінці адіабатного розширення T_4 і початкової температури газу T_1 .

Проте повна регенерація теплоти практично неможлива внаслідок обмежених розмірів регенераторів і наявності кінцевої різниці температури між потоками газу, що нагріваються і охолоджуються. Звичайно, повітря, що нагрівається в регенераторі, має температуру T_7 , дещо меншу, ніж T_5 , а охолоджені гази – температуру T_8 , більш високу, ніж T_6 .

Повнота регенерації теплоти визначається ступенем регенерації, тобто відношенням теплоти, яка фактично використовується в процесі регенерації (процес 2-5), до теплоти, відповідної можливому перепаду температур від T_5 до T_2

$$\sigma = \left[\frac{(T_7 - T_2)}{(T_5 - T_2)} \right]. \quad (19.29)$$

Визначимо η_r циклу з неповною регенерацією. Величина ступені регенерації залежить від конструкції теплообмінника або від величини робочих поверхонь теплообмінника (регенератора). Чим більше σ , тим повніше в циклі здійснюється регенерація і тим більшою мірою використовується теплота відпрацьованих газів.

При $\sigma = 0$ установка працює без регенерації, при повній регенерації $T_7 = T_5$ і $\sigma = 1$. Значення σ змінюється в межах від 0,5 до 0,7.

Визначимо η_m циклу з неповною регенерацією

Кількість підведеної теплоти q_1 в циклі з неповною регенерацією визначимо так

$$q_1 = c_p(T_3 - T_7) = c_p(T_3 - T_2) - c_p(T_7 - T_2) \quad (19.30)$$

$$\text{або} \quad q_1 = c_p[(T_3 - T_2) - \sigma(T_5 - T_2)] \quad (19.31)$$

Кількість відведеної теплоти q_2 в цьому циклі на $q_2 = c_p(T_7 - T_2)$ менше ніж в циклі без регенерації, тобто

$$q_2 = c_p(T_4 - T_1) - c_p(T_7 - T_2) = c_p[(T_4 - T_1) - \sigma(T_5 - T_2)] \quad (19.32)$$

$$\text{тоді} \quad \eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1 - \sigma(T_5 - T_2)}{T_3 - T_2 - \sigma(T_5 - T_2)} \quad (19.33)$$

Виразивши температури T_2, T_3, T_4, T_5 , через T_1 і параметри циклу, отримаємо

$$\eta_t = 1 - \frac{\gamma - \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - \sigma(\gamma - \beta^{\frac{2\kappa-1}{\kappa}})}{\beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} (\gamma - \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}) - \sigma(\gamma - \beta^{\frac{\kappa-1}{\kappa}})} \quad (19.34)$$

де $\gamma = T_5/T_2$

19.5 Цикл ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ і ізотермічним стисканням повітря в компресорі

В цьому випадку (рис. 19.7) теплота від робочого тіла до холодильника відводиться і в ізобарному процесі 4-1 (пл. в-1-4-с), і в ізотермічному процесі стискання 1-2 (пл. а-2-1-в). При цьому кількість теплоти, що відводиться в ізобарному процесі 4-1, складає

$$q_2' = c_p(T_4 - T_1) \quad (19.35)$$

а кількість теплоти, що відводиться в ізотермічному процесі 1-2, буде

$$q_2'' = RT_1 \ln(p_2/p_1) \quad (19.36)$$

Таким чином, в сумі

$$q_2 = q_2' + q_2'' = c_p(T_4 - T_1) + RT_1 \ln(p_2/p_1) \quad (19.37)$$

Кількість теплоти, що підводиться до робочого тіла в ізобарному процесі 2-3

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2) \quad (19.38)$$

Підставляючи ці значення q_1 і q_2 в загальне співвідношення для η_t , отримаємо

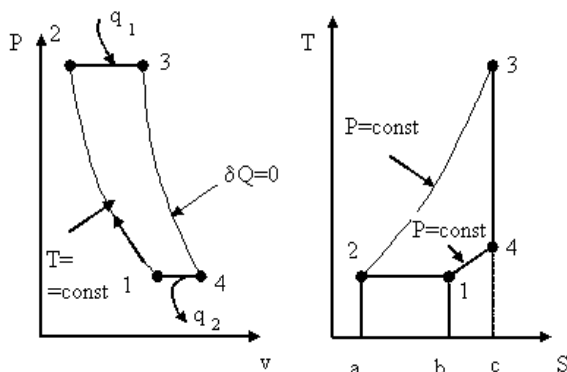


Рисунок 19.7

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - [c_p(T_4 - T_1) + R \cdot T_1 \ln(p_2/p_1)]/c_p(T_3 - T_2) \quad (19.39)$$

Розділивши чисельник і знаменник правої частини цього рівняння на $c_p T_1$, враховуючи, що $T_1 = T_2$ і то, що для ідеального газу $R/c_p = (c_p - c_v)/c_p = (k-1)/k$, отримаємо

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - [c_p(T_4 - T_1) + (k-1)/k \cdot \ln(p_2/p_1)]/c_p(T_3 - T_2). \quad (19.40)$$

Враховуючи, що $v_3/v_2 = \rho$, а при $p = \text{const}$ (процес 2-3) $v_3/v_2 = T_3/T_2 = \rho$;

$$p_3/p_1 = \beta; \quad \text{в адиабатному процесі 3-4} \quad T_4/T_3 = (p_4/p_3)^{\frac{k-1}{k}}$$

або те ж саме (оскільки $p_3 = p_2$ і $p_1 = p_4$) $T_4/T_3 = (p_1/p_2)^{\frac{k-1}{k}}$.

Підставляючи їх значення в рівняння (19.40) і враховуючи, що

$$T_4/T_3 = (p_1/p_2)^{\frac{k-1}{k}} = 1/\beta^{\frac{k-1}{k}}, \text{ отримаємо}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{\left(\frac{\rho}{\beta^m} - 1\right) + \frac{k-1}{k} \ln \beta}{\rho - 1} = 1 - \frac{\frac{\rho}{\beta^m} + \frac{k-1}{k} \ln \beta - 1}{\rho - 1} \cdot \left| \frac{\beta^m}{\beta^m} \right| = 1 - \frac{\beta^m \left[\frac{k-1}{k} \ln \beta - 1 \right] + \rho}{\beta^m(\rho - 1)}. \quad (19.41)$$

ЛЕКЦІЯ 20

20.1 Цикл ГТУ із згорянням при $p = \text{const}$, з регенерацією теплоти і з ізотермічним стисканням повітря

Такий цикл зображений в T, S -діаграмі на рисунку 20.1. При наявності регенерації теплота, що відводиться, на ділянці 5-6 ізобари $p_2 = \text{const}$, підводиться до робочого тіла на ділянці 2-3 ізобари $p_1 = \text{const}$ (отже, у T, S -діаграмі пл. (с-6-5-d-с) дорівнює пл. (а-2-3-b-а)). Цей процес символічно показаний стрілкою.

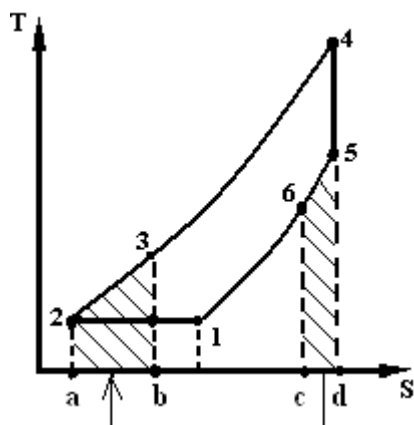


Рисунок 20.1

Теплота, що підводиться в цьому циклі

$$q_1 = c_p (T_4 - T_3). \quad (20.1)$$

Теплота, що відводиться

$$q_2 = RT_1 \ln(p_2 / p_1) + c_p (T_6 - T_1), \quad (20.2)$$

Кількість теплоти, що відводиться із газами, що відпрацювали, можна визначити наступним чином, маючи на увазі, що

$$\begin{aligned} c_p (T_3 - T_2) &= c_p (T_5 - T_6); \\ c_p (T_6 - T_1) &= c_p (T_5 - T_1) - c_p (T_5 - T_6) = c_p (T_5 - T_1) - c_p (T_3 - T_2); \\ q_2 &= RT_1 \ln(p_2 / p_1) + c_p (T_5 - T_1) - c_p (T_3 - T_2). \end{aligned} \quad (20.3)$$

Термічний ККД тепер може бути визначений просто

$$\eta_t = 1 - \frac{RT_1 \ln(p_2 / p_1) + c_p (T_5 - T_1) - c_p (T_3 - T_2)}{c_p (T_4 - T_3)}. \quad (20.4)$$

Розділивши чисельник і знаменник рівняння (20.4) на $c_p T_1$ і врахувавши, що $T_1 = T_2$, одержимо

$$\eta_t = 1 - \left[\left(\frac{k-1}{k} \right) \cdot \ln(p_2 / p_1) + c_p (T_5 - T_1) - c_p (T_3 - T_2) \right] / c_p (T_4 - T_3), \quad (20.5)$$

де $R/c_p = (c_p - c_v)/c_p$.

Позначаючи відношення $p_2 / p_1 = \beta$ і $T_3 / T_2 = \gamma$, знайдемо тепер, чому рівні відношення температур у рівнянні (20.5), з огляду на те, що $\rho = v_4 / v_3 = T_4 / T_3$, тоді

$$\begin{aligned} T_5 / T_2 &= (T_5 / T_4) \cdot (T_4 / T_3) \cdot (T_3 / T_2) = (p_5 / p_4)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho \cdot \gamma = (p_1 / p_2)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho \cdot \gamma = \\ &= (\rho \cdot \gamma) / \beta^{\frac{k-1}{k}} \end{aligned} \quad (20.6)$$

$$T_4 / T_2 = (T_4 \cdot T_3) / (T_3 \cdot T_2). \quad (20.7)$$

Замінюючи в рівнянні (20.5) для η_t відношення тисків і температур через β, ρ, γ

одержуємо

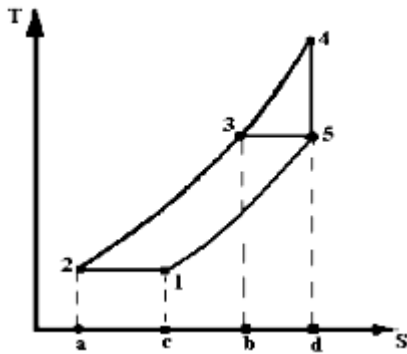
$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta + \frac{\rho \cdot \gamma}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - \gamma}{\rho \gamma - \gamma} = 1 - \frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta}{\gamma(\rho - 1)} + \frac{\rho - \beta^{\frac{k-1}{k}}}{\beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot (\rho - 1)}. \quad (20.8)$$

Із цього співвідношення видно, що чим більше значення γ , що характеризує регенерацію, тим вище η_t .

При граничному значенні ступіні регенерації $\mathcal{G} = 1$

$$\gamma_{\max} = T_5 / T_2 = T_5 / T_1.$$

При цьому вся теплота газів, що відпрацювали, використовується для підігріву повітря. Таку регенерацію називають **повною**. Очевидно, що цей випадок може мати лише теоретичне значення, тому що при нульовій різниці температур між газами і повітрям, що мало б місце при повній регенерації, неможливий теплообмін в регенераторі. В T, S- діаграмі цикл із повною регенерацією представлений на рисунку 20.2.



Зрозуміло, що площа (a-2-3-b-a) дорівнює площі (c-1-5-d-c).

В цьому випадку ступінь попереднього розширення при $T_3=T_5$ складе

$$\rho = \frac{T_4}{T_3} = \frac{T_4}{T_5} = \left(\frac{p_4}{p_5} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}. \quad (20.9)$$

Підставляючи це вираження в рівняння (20.8), маємо

Рисунок 20.2

$$\eta_t^{\max} = 1 - \frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta}{\gamma_{\max} \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)} + \frac{\beta^{\frac{k-1}{k}} - \beta^{\frac{k-1}{k}}}{\beta^{\frac{k-1}{k}} \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)} = 1 - \frac{\frac{k-1}{k} \ln \beta}{\gamma_{\max} \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}. \quad (20.10)$$

Оскільки граничний ступінь регенерації даного циклу виражається через $\gamma_{\max} = T_5 / T_1$,

то η_t такого циклу може бути безпосередньо визначений температурою кінця розширення T_5 , тобто

$$\eta_t^{\max} = 1 - \left[\left(\frac{k-1}{k} \right) \cdot \ln \beta \right] \cdot (T_1 / T_5) / \left(\beta^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right). \quad (20.11)$$

Чим вища температура T_5 , тим відповідно вище η_t циклу.

Робота, вироблена в циклі ГТУ, буде однією й тією ж при наявності регенерації і без неї. Ця робота l_u зображається пл. (1-2-3-4-5-1), тоді як теплота q_1 , що підводиться в циклі, буде у випадку циклу без регенерації зображатися пл.(a-2-3-4-5-d-a), а у випадку циклу з регенерацією пл. (b-3-4-5-d-b).

Так як $\eta_t = q_2 / q_1$, з врахуванням того, що пл. (b-3-4-5-d-b) менш за пл. (a-2-3-4-5-d-a), слідує, що η_t для регенеративного циклу вище, ніж для циклу без регенерації.

20.2 Цикл ГТУ з підведенням теплоти при $v = \text{const}$

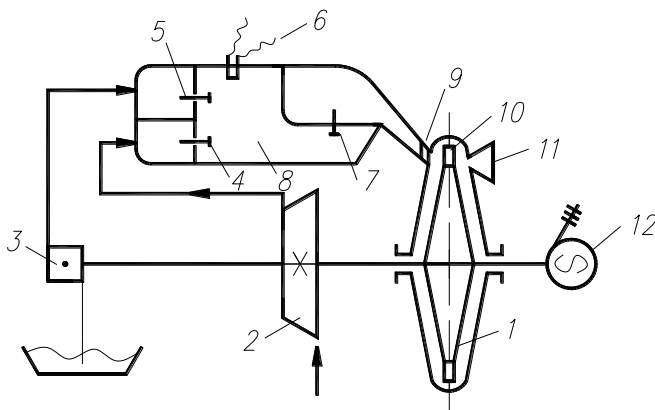


Схема установки представлена на рисунку 20.3, а цикл- на рисунку 20.4.

Рисунок 20.3

1-газова турбіна; 2-компресор; 3-паливний насос; 4-керуючий клапан стислого повітря;
 5- паливний клапан; 6- електрична свіча; 7- сопловий клапан; 8- камера згоряння;
 9- сопловий канал; 10- лопатки турбіни; 11- випускний патрубок; 12- електрогенератор.

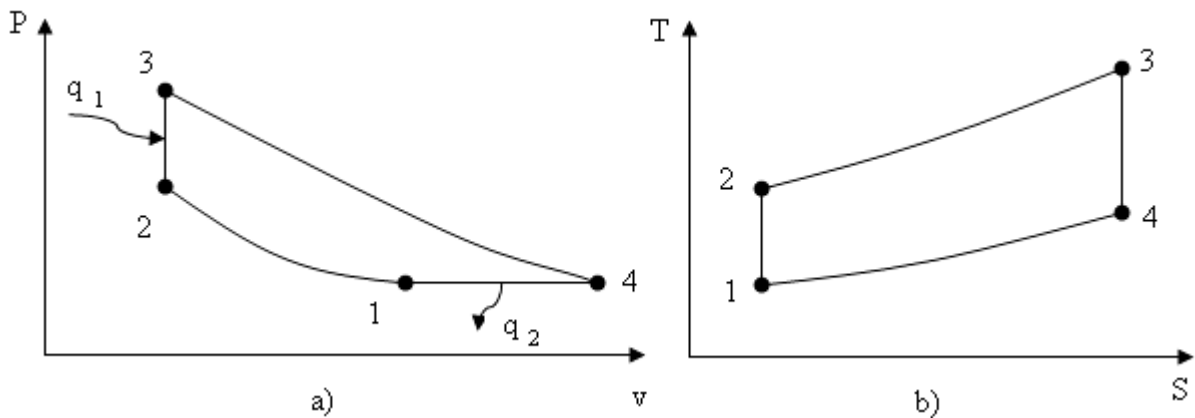


Рисунок 20.4

Компресор 2 подає стисле повітря через ресивер і керуючий клапан 4 в камеру згоряння 8. Паливо подається в камеру згоряння насосом 3 через форсунку (клапан) 5. Електрична свіча 6 використовується для запалення палива. Для здійснення згоряння при $v = const$ в камері згоряння встановлюється три клапани: паливний 5, повітряний 4 і сопловий 7. При згорянні палива всі клапани закриті. Після згоряння палива клапан 7 відкривається і продукти згоряння направляються в сопловий канал 9 на лопатки турбіни 10, де розширюються до кінцевого тиску і через випускний патрубок 11 викидаються в навколишнє середовище.

- 1 – 2 — адіабатне стискання повітря в компресорі;
- 2 – 3 — підведення теплоти q_1 при $v = const$;
- 3 – 4 — адіабатне розширення продуктів згоряння;
- 4 – 1 — відвід q_2 при $p = const$.

Основними параметрами циклу є:

- $\lambda = p_3 / p_2$ — ступінь ізохорного підвищення тиску;
- $\beta = p_2 / p_1$ — ступінь підвищення тиску в компресорі.

Термічний К. К. Д. циклу визначається в такий спосіб

$$\eta_t = 1 - (q_2/q_1). \quad (20.12)$$

Кількість підведеної теплоти q_1 в процесі 2 - 3 становить

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2). \quad (20.13)$$

Кількість відведеної теплоти q_2 в процесі 4 - 1 становить

$$q_2 = c_p(T_4 - T_1). \quad (20.14)$$

Звідки
$$\eta_t = 1 - (c_p(T_4 - T_1)/c_v(T_3 - T_2)) = 1 - k((T_4 - T_1)/(T_3 - T_2)). \quad (20.15)$$

Виразимо температури T_2 , T_3 , T_4 через початкову температуру T_1 і параметри циклу:

$$T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(k-1)/k} = \beta^{(k-1)/k}; \quad T_2 = T_1 \cdot \beta^{(k-1)/k}; \quad (20.16)$$

$$T_3/T_2 = P_3/P_2 = \lambda; \quad T_3 = T_2 \cdot \lambda = T_1 \cdot \beta^{(k-1)/k} \cdot \lambda. \quad (20.17)$$

Враховуючи, що $p_4 = p_1$,

$$T_4/T_3 = (p_4/p_3)^{(k-1)/k} = (p_4/p_3)^{(k-1)/k} = ((p_1/p_2) \cdot (p_2/p_3))^{(k-1)/k} = \frac{1}{\lambda^{(k-1)/k}} \cdot \frac{1}{\beta^{(k-1)/k}}.$$

$$\text{Звідки} \quad T_4 = T_3 / (\lambda^{(k-1)/k} \beta^{(k-1)/k}) = (T_1 \beta^{(k-1)/k} \cdot \lambda) / (\lambda^{(k-1)/k} \beta^{(k-1)/k}) = T_1 \lambda^{1/k}. \quad (20.18)$$

Підставляючи отримані значення температур T_2 , T_3 і T_4 у вираження q_1 , q_2 , η_t , одержуємо:

$$q_1 = c_v [(T_1 \cdot \beta^{(k-1)/k} \cdot \lambda) - (T_1 \cdot \beta^{(k-1)/k})] = c_v \cdot T_1 \cdot \beta^{(k-1)/k} (\lambda - 1); \quad (20.19)$$

$$q_2 = c_p (T_1 \cdot \lambda^{1/k} - T_1) = c_p \cdot T_1 (\lambda^{1/k} - 1); \quad (20.20)$$

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p \cdot T_1 (\lambda^{1/k} - 1)}{c_v \cdot T_1 \cdot \beta^{(k-1)/k} (\lambda - 1)} = 1 - k \cdot \frac{\lambda^{1/k} - 1}{(\lambda - 1) \cdot \beta^{(k-1)/k}}. \quad (20.21)$$

На T, S - діаграмі (рис.20.4.б) η_t циклу ГТУ з підведенням теплоти при $v = const$ визначається у такий спосіб

$$\eta_t = (q_1 - q_2) / q_1 = \frac{\text{пл.}(5-2-3-6) - \text{пл.}(5-1-4-6)}{\text{пл.}(5-2-3-6)} = \frac{\text{пл.}(1-2-3-4)}{\text{пл.}(5-2-3-6)}.$$

Як бачимо, η_t залежить від ступіні підвищення тиску в компресорі β , показника адиабати k робочого тіла і підвищення тиску π при згорянні палива в камері згорання.

η_t зростає зі збільшенням ступіні підвищення тиску в компресорі β і ступіні ізохорного підвищення тиску π в камері згорання.

20.3 Порівняння циклів ГТУ

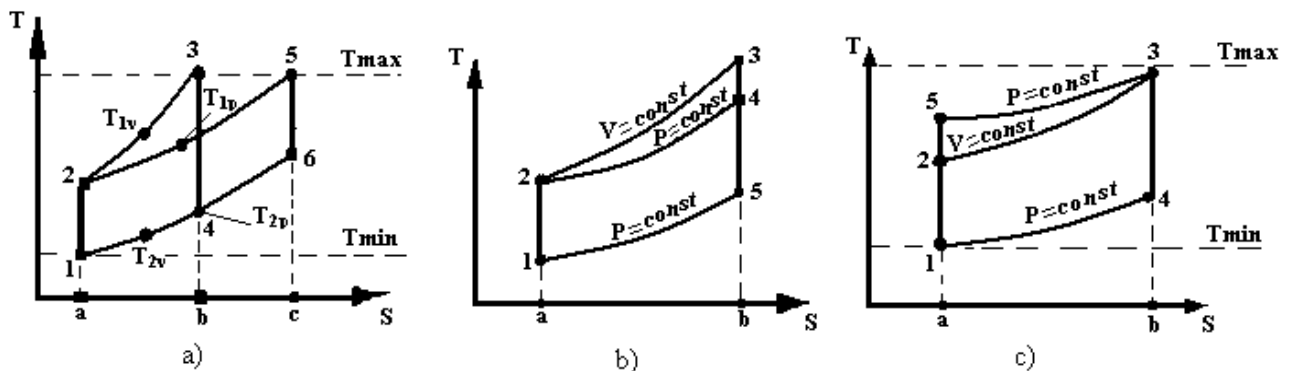


Рисунок 20.5

При рівності $\beta = p_2/p_1$; $T_{min} = T_1$ і кінцевої температури наприкінці процесу підведення q_1 з рисунку 20.5. а - видно, що $\eta_{tv} > \eta_{tp}$.

Це виходить з того, що в циклі (1-2-3-4) з підведенням теплоти при $V=const$ середньоінтегральна температура T_{1v} вище, а середньоінтегральна відводу теплоти T_{2v} нижче, ніж в циклі (1-2-5-6) з підведенням теплоти при $p=const$. Тобто. $T_{1v} > T_{1p}$ а $T_{2v} < T_{2p}$.

Отже $\eta_{tv} > \eta_{tp}$.

В циклах рівні $\beta = p_2/p_1$, $T_{min} = T_1$, $q_2 = \text{пл.}(a-1-5-b-a)$, $q_{1v} = \text{пл.}(a-2-3-b-a)$ більше ніж $q_{1p} = (\text{пл.} a-2-4-b-a)$.

Отже, $\eta_{tv} > \eta_{tp}$ (рис. 20.5. b).

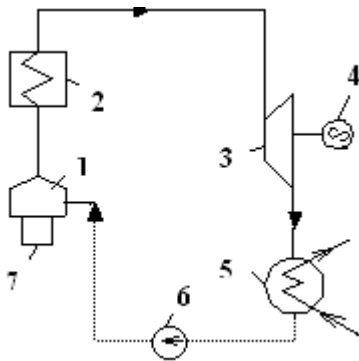
При рівності $T_{\max}=T_3$; $T_{\min}=T_1$; $q_2 =$ (a-1-4-b-a) $\eta_{tp} > \eta_{tv}$.

В циклі з ізобарним підведенням q_{1p} ($\beta_p = \frac{p_5}{p_1}$) більше, ніж в циклі з ізохорним підводом
теплоти q_{1v} ($\beta_v = \frac{p_2}{p_1}$). Крім того, $q_{1v} =$ пл.(a-2-3-b-a) менша, ніж $q_{1p} =$ пл. (a-5-3-b-a).

ЛЕКЦІЯ 21

21.1 Принципова схема паросилової установки

Теплосилові станції у наш час дають більше ніж 80 % енергії.



У паросилових установках продукти згоряння палива безпосередньо не беруть участі в робочому циклі, вони є лише джерелом теплоти, а робочим тілом служить пара будь-якої рідини, найчастіше води.

Принципова схема найпростішої паросилової установки показана на рисунку 21.1.

1 - паровий котел; 2 - пароперегрівач; 3 - парова турбіна; 4 - генератор; 5 - конденсатор; 6 - насос; 7 – топка.

Рисунок 21.1

З котла (1) насичена пара надходить у пароперегрівач, де вона перегрівается, і по трубопроводу прямує в паровий двигун, в якому відбувається перетворення теплоти на роботу. Залежно від типу парового двигуна і способу використання пари, що відпрацювала, тиск цієї пари наприкінці її розширення може бути різним.

При цьому можливі наступні випадки:

- тиск пари наприкінці її розширення вище атмосферного (0,2 ... 0,5) МПа і пара, що відпрацювала в машині, використовується для задоволення потреб споживача теплоти;
- розширення пари в машині відбувається до тиску, значно нижчого, ніж атмосферний (конденсаційні установки). В цьому випадку за машинами встановлюються спеціальні теплообмінники – конденсатори, в яких пара, що відпрацювала, перетворюється в конденсат, що перекачується насосом назад до котла.

21.2 Паровий цикл Карно

Використання робочого тіла, що змінює протягом циклу свій агрегатний стан, дозволяє здійснювати на практиці цикл Карно.

У випадку потоку речовини, технічно найбільш простіше здійсненням процесом підведення або відведення теплоти є ізобарний процес. Раніше були розглянуті умови протікання процесу підведення або відведення теплоти при постійній температурі. Це - процес фазового переходу чистої речовини з рідкого в газоподібний стан. Звідси витікає, що, якщо використовувати вологу пару як робоче тіло і здійснювати цикл, що складається з двох ізобар (які також є ізотермами), то це і буде цикл Карно.

Вимоги, яким повинні задовольняти робоче тіло, визначаються з одного боку параметрами навколишнього середовища, а з іншого - параметрами самого робочого тіла, які можна вважати досяжними на сучасному рівні техніки.

Верхньою межею температури робочого тіла, що визначається з умови міцності металу при тривалому впливі на нього високих температур, в наш час можна вважати температуру близько 650°C . Щоб при цій температурі теплота пароутворення була досить велика, критична температура робочого тіла повинна бути значно вище за неї (варто згадати, що в міру наближення температури вологої пари до критичної, теплота пароутворення зменшується, а при критичній температурі дорівнює нулю).

Одночасно тиск насичення на верхній температурній межі повинен бути нижче, тому що робота установки при високому тиску пов'язана з ускладненням її конструкції. В наш час вважається, що з цього погляду, обмежувальним є тиск близько 30 МПа.

Речовин, які б задовольняли перерахованим вимогам, в природі не існує. Найбільше підходить за своїми теплофізичними властивостями водяна пара.

Схема теплосилової установки, в якій здійснюється цикл Карно з вологою паром, представлений на рисунку 21.2.

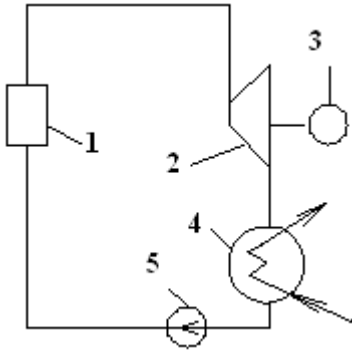


Рисунок 21.2

В паровий котел 1 надходить волога водяна пара малої ступіні сухості x . Внаслідок згоряння палива в топці котла (вугілля, мазут, природний газ, тощо), до вологої пари підводиться теплота, і ступінь сухості пари підвищується до значення x , близького до одиниці. Процес підведення теплоти в котлі відбувається при постійному тиску p_1 і при постійній температурі T_1 . З котла пар надходить у парову турбину 2. При розширенні в турбіні потік пари одержує значну кінетичну енергію. На лопатках робочого колеса турбіни ця енергія перетворюється в кінетичну енергію обертання робочого колеса і потім за допомогою електрогенератора 3 в електроенергію.

На виході з турбіни волога пара має тиск p_2 і відповідну температуру T_2 . Далі пара надходить у конденсатор 4 - теплообмінник, в якому за допомогою охолоджуючої води від пари відводиться теплота, і пара конденсується. Внаслідок цього ступінь сухості пари зменшується.

Процес відведення теплоти від пари в конденсаторі здійснюється за умови $p = \text{const}$.

Після конденсатора волога пара надходить в компресор 5, в якому вона адіабатно стискається до тиску p_1 . Потім волога пара знову надходить в котел, і цикл замикається.

Цикл Карно насиченої пари (рис.21.3.) складається з наступних процесів:

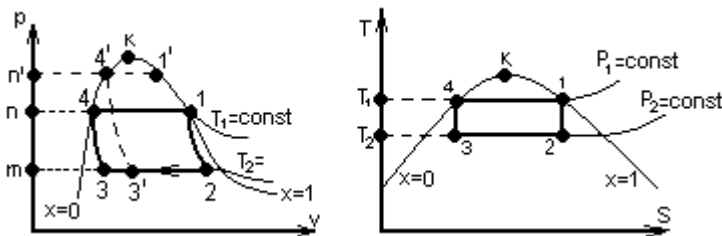


Рисунок 21.3

- 1-2 - процес адіабатного розширення пари в турбіні до тиску p_2 ;
- 2-3 - ізобарно-ізоермічне відведення теплоти q_2 у конденсаторі;
- 3-4 - адіабатне стискання конденсату в компресорі.
- 4-1 - ізобарно-ізоермічне підведення теплоти q_1 до пари в котлі.

Відведення теплоти в конденсаторі відбувається доти, доки волога пара не досягне такого стану, в результаті якого при стисканні по адіабаті 3 - 4 суміш води і пари із стану (т.3) перейде повністю в рідкий стан (т.4);

Термічний К.К.Д. оборотного циклу Карно визначається за формулою

$$\eta_t = 1 - (q_2 / q_1) = 1 - (T_2 / T_1). \quad (21.1)$$

Критична температура води дорівнює $374,15^\circ\text{C}$, тому порівняно невеликий температурний інтервал між нижньою ($T_2 = 25^\circ\text{C}$) і верхньою (не нижче $T_1 = (340 \dots 350)^\circ\text{C}$) температурами циклу. Для оборотного циклу Карно, що здійснюється у вологій парі

$$\eta_t = 1 - (25 + 273,15) / (350 + 273,15) = 0,52. \quad (21.2)$$

В паросилових установках цикл Карно не застосовується з наступних причин:

1. В циклі Карно конденсація пари в ізотермічному процесі 2 - 3 здійснюється неповністю, тому в адіабатному процесі 3 - 4 стискається не вода, а волога пара, яка має порівняно великий об'єм. Компресор для стискання вологої пари з малим тиском і великими питомими об'ємами є громіздким. На стискання вологої пари витрачається відносно велика робота, що дорівнює площі ($n - 4 - 3 - m$).

Окрім того, витрати роботи на стискання збільшуються при підвищенні початкових параметрів пари p_1 і T_1 або зменшенні кінцевих параметрів p_2 і T_2 .

Так наприклад, при збільшенні початкових параметрів p_1 і T_1 до параметрів в т.1' робота, що витрачається на стискання вологої пари, чисельно дорівнює площі ($n'-4'-3'-m'$), і як видно з рисунку 21.3, площа ($n-4-3-m$) менше площі ($n'-4'-3'-m'$). Отже, незважаючи на збільшення η_t при збільшенні початкових і зменшенні кінцевих параметрів робочого тіла, економічна ефективність використання теплоти в установці зменшується. Це пов'язано з відносно великим об'ємом компресора, наявністю шкідливих просторів і підвищенні втрат. Таким чином, практично знецінюються переваги парової установки, що працює по циклу Карно.

2. При роботі з вологою парою відбувається механічне зношення лопаток останніх щаблів турбіни і компресора краплями води. Потік пари виявляється газодинамічно недосконалим і відносний К.К.Д. установки зменшується. Величина його визначається рівнянням

$$\eta_i = \eta_t \cdot \eta_{oi} . \quad (21.3)$$

Однак, цикл Карно зберігає теоретичне значення, як еталонний цикл, що має максимальний η_t в заданому температурному інтервалі.

21.3 Теоретичний цикл паротурбінної установки ПТУ (цикл Ренкіна)

Перераховані вище недоліки паросилової установки, в якій здійснюється цикл Карно з вологою парою, можуть бути частково усунені, якщо відведення теплоти від вологої пари в конденсаторі робити доти, доки вся пара повністю не сконденсується.

В цьому випадку стискання від тиску p_2 до p_1 підлягає не волога пара малої щільності, а вода. В порівнянні з питомим об'ємом вологої пари в т.3 (дивитись T, S - діаграму на рисунку 21.3) питомий об'єм води досить малий, а її стискуваність невелика в порівнянні зі стискуваністю вологої пари. Для переміщення води з конденсатора в котел з одночасним підвищенням її тиску застосовуються не компресори, а насоси, компактні і прості, що споживають досить мало енергії.

Такий цикл майже одночасно запропонували у п'ятидесятих роках ХІХ століття фізики Ренкін та Клаузіус. Зазвичай цей цикл називають **циклом Ренкіна**.

Схема теплосилової установки із циклом Ренкіна (рис. 21.4) аналогічна схемі установки, що зображена на рисунку 21.2, з тією лише різницею, що в схемі установки, що працює по циклу Ренкіна, 5 – не компресор вологої пари, а водяний насос.

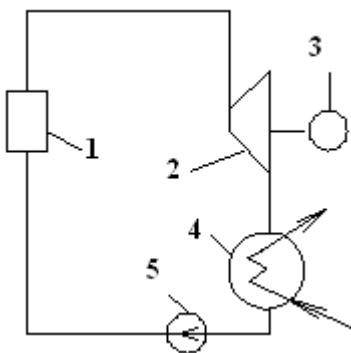
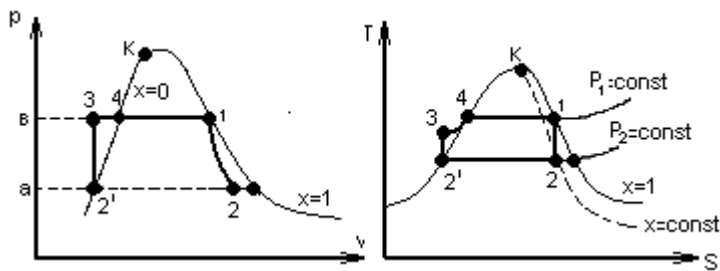


Рисунок 21.4

вакуум.

Суха насичена пара з параметрами p_1, T_1 надходить із парового котла 1 у турбіну 2, де адіабатно розширюється від тиску p_1 до тиску p_2 . Після турбіни волога пара з параметрами p_2, T_2 надходить у конденсатор 4, де повністю конденсується при $p = \text{const}$ і відповідній температурі. Живильна вода за допомогою насоса 5 стискається до тиску p_1 , що дорівнює тиску в паровому котлі, і подається в котел. Параметри води на вході в котел - p_1, T_2 . У паровому котлі живильна вода змішується з киплячою водою, нагрівається до температури кипіння і випаровується.

Необхідно відзначити, що внаслідок різкого зменшення питомого об'єму пари, що надходить у конденсатор, при перетворенні його в рідкий стан у конденсаторі утвориться



представлений на рисунку 21.5.

Рисунок 21.5

Абсолютний тиск у конденсаторах не перевищує (0,004 ... 0,005) МПа. Вакуум дозволяє здійснювати більш глибоке розширення робочого тіла в парових турбінах.

Цикл Ренкіна з насиченою паром в p , v і T , S – діаграмах

Цикл Ренкіна з насиченою паром складається з наступних процесів:
 4-1 - процес пароутворення в котлі при постійним тиску;
 1-2 - процес адіабатного розширення пари в турбіні;
 2-2' - процес конденсації вологої пари з тиском p_2 у конденсаторі з відведенням теплоти за допомогою охолоджуючої води;
 2'-3 – процес адіабатного стискання води в насосі від тиску p_2 до тиску p_1 ;
 3-4 – процес підведення теплоти до води з тиском p_1 у паровому котлі до відповідної температури кипіння. Лінія 3-4 зображує зміну температури води при нагріванні в котлі від температури в конденсаторі до температури кипіння.

Довжина відрізка 2'-3 в T , S – діаграмі досить мала. Як відомо, в області рідини ізобари в T , S – діаграмі проходять дуже близько одна від одної. Завдяки цьому при ізоентропному стисканні води, що перебуває при температурі 25°C і під тиском насичення 3,1 кПа (0,032ати), до тиску 29400 кПа (300 ати) температура води зростає менш ніж на 1°C , і можна вважати, що в області рідини ізобари води практично збігаються з лівою пригранічною кривою, тому найчастіше при зображенні циклу Ренкіна в T , S – діаграмі ізобари в області рідини зображують разом з лівою пригранічною кривою. Мала довжина відрізка 2'-3 свідчить про невелику роботу, що витрачається насосом на стискання води. Мала робота стискання в порівнянні з роботою, що виробляється водяною паром в процесі розширення 1-2, є важливою перевагою циклу Ренкіна.

Ентальпія пари на виході з котла в т.1 дорівнює h_1 , а ентальпія пари на вході в конденсатор в т. 2 дорівнює h_2 . Ентальпія води на виході з конденсатора в т.2' дорівнює h'_2 .

Робота насоса $L_{\text{нас}} = (\text{пл. а-в-3-2}')$. Корисна робота в циклі Ренкіна дорівнює пл. (2'-3-4-1-2).

Термічний К.К.Д. циклу визначається за рівнянням

$$\eta_t = 1 - (q_2 / q_1) = (q_1 - q_2) / q_1 \quad (21.4)$$

Теплота q_1 в циклі підводиться при постійному тиску в процесах:

- 3 - 4 - підігрів води до температури кипіння в котлі;
- 4 - 1 - пароутворення в котлі.

Для 1кг пари q_1 дорівнює різниці ентальпій кінцевої т.1 і початкової т.3 точок процесу $q_1 = h_1 - h_3$. (21.5)

Відведення теплоти q_2 відбувається в конденсаторі по ізобарі 2-2', отже

$$q_2 = h_2 - h'_2 \quad (21.6)$$

Підставляючи вирази (21.5) і (21.6) в рівняння (21.4), отримуємо, де $i=h$

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_3) - (i_2 - i'_2)}{i_1 - i_3} = \frac{(i_1 - i_2) - (i_3 - i'_2)}{i_1 - i_3} \quad (21.7)$$

Термічний К.К.Д. можна визначити таким же чином з рівняння

$$\eta_t = l_u / q_1, \quad (21.8)$$

де l_u – робота циклу.

Корисна робота циклу дорівнює різниці роботи парової турбіни і роботи, що витрачена на привід насоса

$$l_{ц} = l_{тур} - l_{нас}. \quad (21.9)$$

Робота парової турбіни дорівнює зменшенню ентальпії в процесі 1-2

$$l_{тур} = h_1 - h_2. \quad (21.10)$$

При адіабатному стисканні води в насосі і подачі її в котел витрачається робота

$$l_{нас} = h_3 - h'_2. \quad (21.11)$$

Тоді

$$l_{ц} = l_{тур} - l_{нас} = (h_1 - h_2) - (h_3 - h'_2). \quad (21.12)$$

З іншого боку, робота, що витрачена на привід насоса при адіабатному стисканні і при постійному об'ємі, визначається як

$$l_{нас} = h_3 - h'_2 = \int_{p_2}^{p_1} v \cdot dp = v \cdot (p_1 - p_2), \quad (21.13)$$

де v' - питомий об'єм води на лінії насичення при тиску p'_2 .

Тоді

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{l_{тур} - l_{нас}}{q_1} = \frac{(h_1 - h_2) - v' \cdot (p_1 - p_2)}{h_1 - h_3}. \quad (21.14)$$

Різниця ентальпій $(h_1 - h_2)$ становить приблизно $3 \cdot 10^6$ Дж/кг, а член $v' \cdot (p_1 - p_2)$ - приблизно $(10 \dots 20) \cdot 10^3$ Дж/кг, навіть для установок високого тиску. Тому величиною роботи насоса, внаслідок її малості в порівнянні з роботою турбіни, можна зневажити.

Тоді $h_1 \approx h'_2$ і вираз (21.14) набуде вигляду

$$\eta_t = (h_1 - h_2) / (h_1 - h_3). \quad (27.15)$$

Термічний К. К. Д. циклу Ренкіна менше К.К.Д. циклу Карно при однакових початкових параметрах пари. В циклі Карно теплота q_1 витрачається тільки на процес пароутворення, а в циклі Ренкіна вона витрачається як на пароутворення, так і на підігрів живильної води в процесі 3-4, тобто

$$q_1 = r + c_p \cdot (T_4 - T_3). \quad (21.16)$$

З рисунків 21.3 і 21.5 видно що робота насоса значно менше роботи компресора в паровому циклі Карно $l_{ком} \gg l_{нас}$. Заміна циклу Карно циклом Ренкіна значно збільшує роботу циклу за рахунок зменшення роботи на привід компресора. Так, у паросилових установках, що працюють по циклу Ренкіна і циклу Карно при тих самих початкових параметрах пари цикл Ренкіна дає в 1,5 рази більше роботи, ніж паросилова установка із циклом Карно.

З підвищенням початкової температури насиченої пари η_t циклу зростає. Однак при температурі понад $(180 \dots 190)^\circ \text{C}$ (при $(1,0 \dots 1,2)$ МПа) подальше підвищення початкової температури викликає різке збільшення тиску пари і його кінцевої вологості в т.2, що погіршує експлуатацію турбін. Інший шлях підвищення η_t циклу Ренкіна, що дозволяє без збільшення початкового тиску пари підняти середню температуру підведення теплоти в циклі, це - застосування перегрітої пари.

В наш час температура перегріву пари досягає $(600 \dots 650)^\circ \text{C}$. Окрім того, перегрів пари призводить до зменшення кінцевої вологості. Звичайно η_t циклу Ренкіна - $(30 \dots 40) \%$.

ЛЕКЦІЯ 22

22.1 Цикл Ренкіна з перегрітою парою

Для того, щоб збільшити термічний К.К.Д. циклу Ренкіна, застосовують перегрів пари у спеціальному елементі котла - пароперегрівачу (рис.22.1), де пара нагрівається до температури, що перевищує температуру насичення при даному тиску. У цьому випадку середня температура

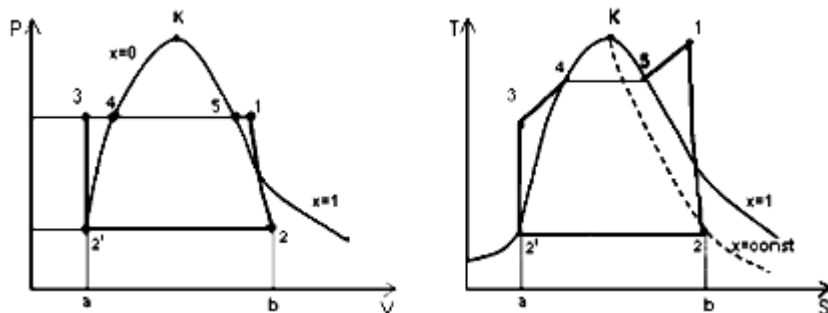


Рисунок 22.1

підведення теплоти збільшується в порівнянні з температурою підведення теплоти в циклі без перегріву, отже, термічний К.К.Д. циклу зростає.

В циклі з перегрівом процес розширення пари в турбіні 1-2 здійснюється до тиску p_2 , та закінчується всередині двофазної області в районі більш високих ступіней сухості, ніж для циклу без перегріву. Завдяки цьому умови роботи проточної частини турбіни виявляються більш легкими, і як наслідок, підвищуються внутрішній відносний К.К.Д. турбіни η_{oi} і внутрішній К.К.Д. циклу η_i .

Цикл Ренкіна з перегрітою парою відрізняється від циклу Карно, тому що ізобари в області перегрітої пари на відміну від ізобар в області насиченої пари, не збігаються з ізотермами.

Цикл Ренкіна з перегрітою парою складається з наступних процесів:

- 3-4 - нагрівання води в котлі до температури кипіння з тиском p_1 ;
- 4-5 - пароутворення в котлі з тиском p_1 ;
- 5-1 - перегрів пари;
- 1-2 - адиабатне розширення пари в турбіні;
- 2-2' - конденсація пари в конденсаторі з тиском $p_2 = \text{const}$;
- 2'-3 - стискання води в насосі.

Теплота q_1 в циклі підводиться при $p_1 = \text{const}$ на ділянках: 3-4; 4-5 ; 5-1.

Теплота q_2 в циклі відводиться у циклі Ренкіна в процесі 2-2' при $p_2 = \text{const}$.

Робота циклу визначається пл. (2'-3-4-5-1-2-2').

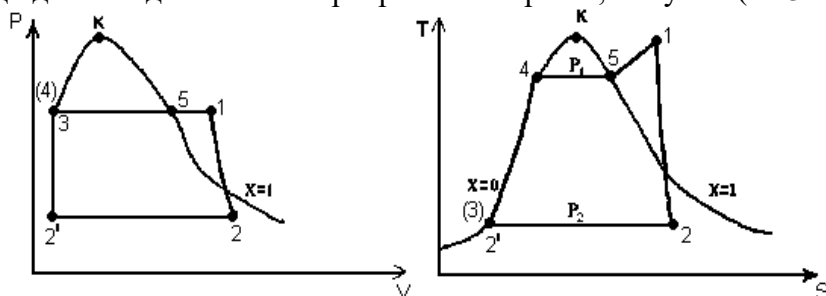
Як відомо, кількість теплоти, підведеної (відведеної) в ізобарному процесі, дорівнює різниці ентальпій робочого тіла на початку і наприкінці процесу

$$q_1 = h_1 - h_3; \quad q_2 = h_2 - h_2'. \quad (22.1)$$

Термічний К.К.Д. циклу

$$\eta_t = (q_1 - q_2) / q_1 = [(h_1 - h_3) - (h_2 - h_2')] / (h_1 - h_3). \quad (22.2)$$

Якщо тиск менше $p_{np}/3$, то всі ізобари в області рідини проходять досить близько одна від одної а і до нижньої пригранічної кривої, тому пл. (2'-3-4-2') дуже мала.



Таким чином, цикл паросилової установки при невеликих тисках пари на p, v і T, S - діаграмі зображається так, як показано на рисунку 22.2.

Рисунок 22.2

Економічність парового циклу також характеризується витратою пари d і теплоти q_1 , що витрачається на одиницю роботи (1МДж). Теоретична масова питома витрата пари в кг на 1 МДж

$$d_{теор} = 100/l_u = 1000/(h_1 - h_2), \quad (28.3)$$

22.2 Вплив параметрів пари на величину термічного К.К.Д. циклу Ренкіна

Аналіз термічного К.К.Д. циклу Ренкіна показує, що η_t паросилової установки зростає при збільшенні початкового тиску і початкової температури пари та зниженні кінцевого тиску пари в конденсаторі.

Вплив початкового тиску пари

Аналізуючи цикл Ренкіна (рис. 22.3) для різних значень тиску p_1 , при $T_1 = \text{const}$ і $p_2 = \text{const}$, можна зробити наступні висновки:

- чим вище тиск p_1 , тим більше ступінь заповнення циклу і вище середня температура підведення теплоти;
- зі збільшеннями тиску p_1 , за такої самої температури перегріву, вологість пари на виході з турбіни зростає.

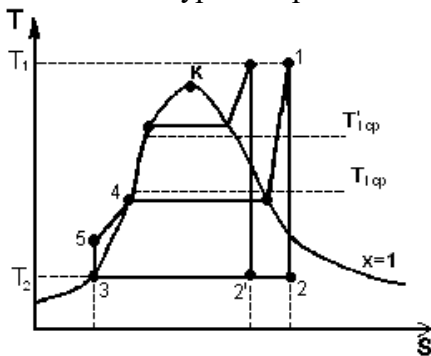


Рисунок 22.3

Тому при збільшенні початкового тиску пари необхідно збільшувати і температуру пари перед турбіною. З (рис. 22.3) видно, що підвищення тиску пари p_1 , при $T_1 = \text{const}$ і $p_2 = \text{const}$ призводить до підвищення η_t циклу.

З рисунку 22.3 видно, що чим вище тиск пари p_1 , і температура T_1 , тим вище величина η_t циклу Ренкіна. Отже, для підвищення η_t циклу Ренкіна (рис. 22.2) необхідно збільшувати початкові параметри пари – температуру T_1 та тиск p_1 .

Вплив початкової температури пари

З рисунку 22.4. видно, що η_t циклу Ренкіна з підвищенням температури перегріву пари при такому ж тиску збільшується, тому що зростає середня температура підведення теплоти в циклі.

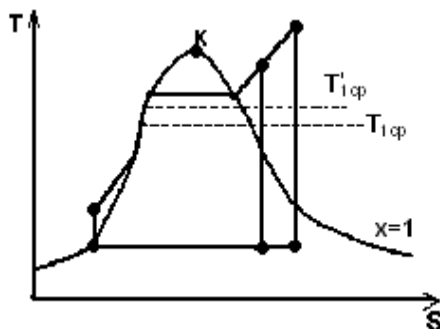


Рисунок 22.4

На рисунку 22.4 показана залежність η_t циклу Ренкіна від початкової температури T_1 для початкового тиску $p_1=16670$ кПа (170ати) і тиску пари в конденсаторі $p_2=4$ кПа (0,04ати). З рисунку видно, що зі збільшенням температури T_1 , η_t збільшується. Крім того, при збільшенні початкової температури пари T_1 , зменшується питома витрата пари. Однак підвищення початкової температури пари обмежується властивостями металу. В наш час використовується пара з температурою до 650°C .

Вплив кінцевого тиску в конденсаторі

При постійних значеннях початкових параметрів пари $T_1 = \text{const}$ і $p_1 = \text{const}$ зменшення кінцевого тиску в конденсаторі призводить до підвищення η_t циклу, тому що в цьому

випадку зростає температурний інтервал циклу. Для зменшення кінцевого тиску p_2 на виході пари з турбіни створюють вакуум за допомогою конденсатора.

На рисунку 22.5 показана залежність η_i циклу Ренкіна від тиску p_2 . Графік побудовано для початкових параметрів $p_1 = \text{кПа (170ати)}$ і $T_1 = 550 \text{ }^\circ\text{C}$.

Зазвичай в теплосилових установках тиск у конденсаторі визначається температурою охолоджуючої води і дорівнює $(3,5 \dots 4,0) \text{ кПа } ((0,035 \dots 0,04)\text{ати})$.

Тиск 4 кПа відповідає температурі $T_2 = 28,6 \text{ }^\circ\text{C}$. Подальше зниження тиску p_2 в конденсаторі недоцільне. Так, при тиску 3 кПа (0,03ати) температура насичення води $T_2 = 23,8 \text{ }^\circ\text{C}$, а при тиску $2 \text{ кПа } - T_2 = 17,2 \text{ }^\circ\text{C}$, тому різниця температур пари, що конденсує, і охолоджуючої води стає занадто малою. Це призводить до збільшення розмірів конденса-

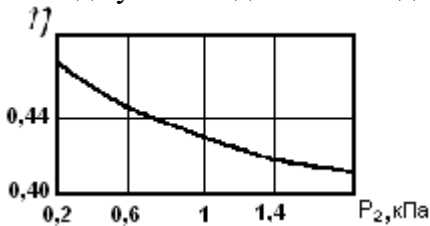


Рисунок 22.5

ра. При малих значеннях тиску p_2 зростає питомий об'єм пари, що надходить в конденсатор, отже збільшуються розміри конденсатора і останніх щаблів турбіни. Зазвичай для інтенсивного теплообміну різниця температур пари й охолоджуючої води повинна бути не менше $(10 \dots 15) \text{ }^\circ\text{C}$.

22.3. Цикл із проміжним перегрівом пари

Насамперед варто помітити, що цикл Ренкіна в чистому вигляді при високих, а тим більше надвисоких початкових параметрах пари (10 МПа) здійснити неможливо з тієї причини, що вологість пари наприкінці розширення надмірно висока (як відомо, ступінь вологості пари на виході з турбіни вище $(13 \dots 14) \%$ не допускається в теплосилових установках з паровими турбінами), і умови роботи лопаток останніх щаблів турбіни стають дуже важкими. Крапельки вологи, що знаходяться в потоці пари, викликають ерозію робочих поверхонь лопаток, і лопатки швидко виходять із ладу.

Одним зі способів, що дозволяють знизити вологість пари на виході з турбіни, є перегрів пари. Застосування перегріву пари призводить до збільшення термічного К.К.Д. циклу і одночасно зрушує в T, S -діаграмі точку, що відповідає стану пари на виході з турбіни в область більш високих ступіней сухості.

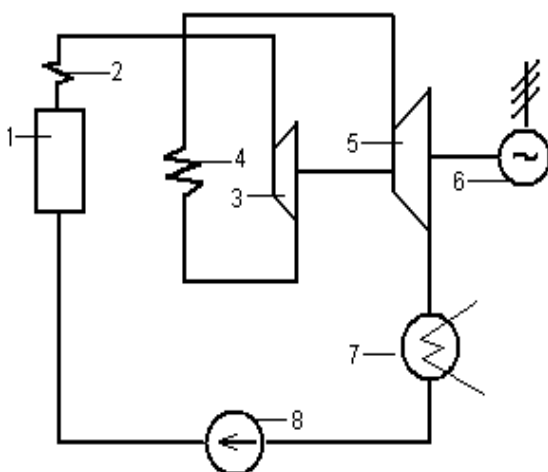


Рисунок 22.6

На рисунку 22.6 наведена принципова схема паросилової установки із вторинним перегрівом пари. В таких установках турбіна представлена у вигляді двох окремих турбін: високого 3 та низького 5 тисків. Зазвичай обидві турбіни і електрогенератор 6 розташовуються на одному валу. Вторинний перегрів пари можна проводити газами або гострою парою. Повне розширення пари від тиску p_1 до тиску p_2 розбивають на два або кілька інтервалів, кожний з яких здійснюється в окремих секціях турбіни. Перегріта пара з пароперегрівача 2 надходить в турбіну високого тиску 3, де розширюється по адиабаті до тиску p_2 . Після турбіни пар надходить у перегрівач 4 для повторного перегріву при $p_c = \text{const}$. Потім пара

прямує в турбіну 5, де розширюється до тиску в конденсаторі.

На рисунку 22.7 показано цикл паросилової установки з одним проміжним перегрівом в p, v -, T, S - і h, S -діаграмах.

Т.1 відповідає початковому стану перегрітої пари; т. 2 - кінцевому стану пари за турбіною після вторинного перегріву; т.2'-відповідала б кінцевому стану пари при відсутності вторинного перегріву; процес (1-2') - повному розширенню пари, якби воно здійснювалося в одній секції турбіни, а процеси (1-1') та (1'-2) - послідовному розширенню пари в окремих секціях турбіни із проміжним перегрівом, процесом якого буде лінія (с-d). В результаті вторинного перегрівання ступінь сухості збільшується від x'_2 до x_2 . При застосуванні одного повторного перегріву термічний К.К.Д. циклу підвищується на (2...3) %. Із збільшенням числа проміжних перегрівів, термічний К.К.Д. зростає ще більше. При тиску, близькому до критичного і надкритичного, іноді застосовують два і більше проміжних перегрівів.

Кількість теплоти q_1 , що підводиться до пари в циклі, дорівнює сумі теплоти q'_1 і q'_2 , які має пара в паровому котлі і у вторинному перегрівачу:

$$q'_1 = h_1 - h_5; \quad q'_2 = h_d - h_c; \quad q_1 = q'_1 + q'_2 = (h_1 - h_5) + (h_d - h_c). \quad (22.4)$$

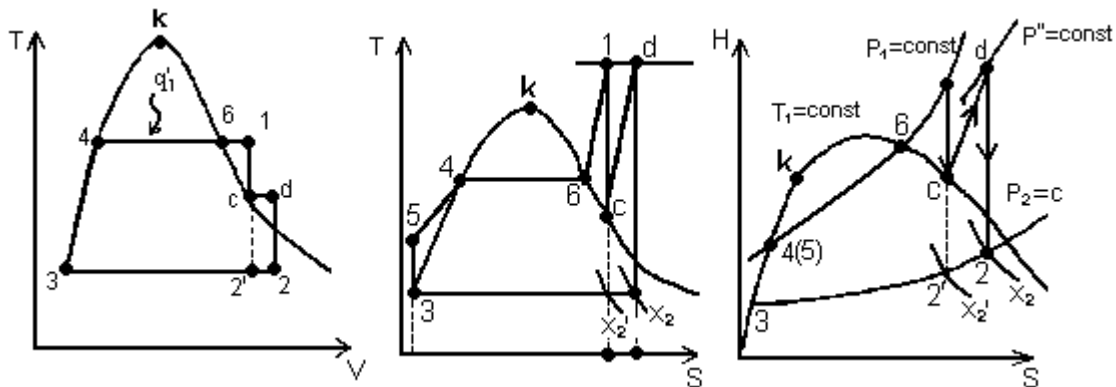


Рисунок 22.7

Теплота, що відводиться від пари в конденсаторі в процесі 2-3,

$$q_2 = h_2 - h_3. \quad (22.5)$$

Різниця теплоти ($q_1 - q_2$), що перетворюється в роботу, дорівнює

$$\ell = q_1 - q_2 = [(h_1 - h_5) + (h_d - h_c) - (h_2 - h_3)], \quad (22.6)$$

або
$$q_1 - q_2 = (h_1 - h_c) + (h_d - h_2) = h_1 - h_2,$$

де h_1 і h_2 - адіабатне падіння теплоти в першій і другій турбінах.

Термічний К.К.Д. циклу із проміжним перегрівом пари визначається з виразу

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_1 - h_c) + (h_d - h_2)}{(h_1 - h_3) + (h_d - h_c)} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3 + (h_d - h_c)}. \quad (22.7)$$

Термічний К.К.Д. циклу із двома проміжними перегрівом пари

$$\eta = \frac{h' + h'' + h'''}{(h_1 - h_3) + (h_d - h_c) + (h_e - h_n)}, \quad (22.8)$$

Масова витрата пари на 1МДж при застосуванні одного із двох вторинних перегрівів визначається за формулами: $d = 1000 / (h_1 - h_2)$; $d = 1000 / (h' + h'' + h''')$. (22.9)

Таким чином масова витрата пари d із збільшенням числа проміжних перегрівів пари знижується.

ЛЕКЦІЯ 23

23.1 Цикли холодильних установок і термотрансформаторів

Охолодження тіл до температури нижче температури навколишнього середовища і підтримка їх в охолодженому стані протягом тривалого часу становлять основне завдання холодильної техніки. Для багатьох виробництв таке охолодження різних речовин, або, як його називають, виробництво холоду, є невід'ємною частиною технологічних процесів. В побуті і на транспорті, при зберіганні і транспортуванні продуктів, для створення „штучного мікроклімату” (кондиціонування повітря), при будівництві різного роду підземних споруджень (заморожування ґрунту) виробництво холоду одержало широке поширення.

Теплові машини, призначені для зниження температури тіл у порівнянні з температурою навколишнього середовища і безперервної підтримки цієї температури, називаються **холодильними установками**. Ці ж машини, що використовуються для підвищення температурного рівня навколишнього середовища, називаються **трансформаторами теплоти**, або **тепловими насосами**.

Залежно від температури, що повинна бути досягнута при охолодженні, розрізняють **холодильні установки помірного холоду** (температура до $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$) і **установки глибокого холоду** (температура до $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ і нижче).

За різновидами робочого тіла (холодоагента) холодильні установки поділяються на **повітряні і парові**. В останніх, як холодоагент, використовуються пари різних низькокиплящих речовин, наприклад, аміаку, фреонів.

Установки, в яких енергія для одержання холоду витрачається у вигляді механічної роботи на привід компресора, називаються **компресорними**, а установки, в яких енергія витрачається у вигляді теплоти на термохімічну компресію, **абсорбційними**.

Холодильні установки і теплові насоси працюють по зворотнім круговим процесам або циклам.

До робочих тіл, що застосовуються в холодильних установках, пред'являється ряд особливих вимог, внаслідок чого значно скорочується число можливих холодоагентів:

- тиск насичених парів холодоагента, що відповідає необхідним температурам, повинен бути вище атмосферного або близьким до нього, тому що легше боротися з витоком холодоагента, ніж з підсосом повітря при вакуумі. Менш за інших холодоагентів цій вимозі відповідає сірчастий ангідрид, що при температурі $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ має тиск $0,101\text{ МПа}$. Підсос повітря небажан по наступних причинах:

1) погіршує теплопередачу між холодоагентом і охолоджуваним середовищем в конденсаторі та між холодоагентом і охолоджуваним середовищем у випарнику;

2) містить водяні пари, які можуть замерзати в трубках випарника або розчинитися в мастилах, що змащують компресор, і підвищувати температуру замерзання мастила;

3) підвищує робочий тиск і викликає надмірну витрату електроенергії, що необхідна для привода компресора;

- небажаний високий тиск пари при температурі конденсації, тому що потрібна більша щільність з'єднань, щоб уникнути витоків холодоагента. Цій вимозі погано задовольняє CO_2 , у якого при $t_{\text{н}} = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$ $p_1 = 2,64\text{ МПа}$;

- холодильні агенти повинні мати велику теплоту паротворення, тому що вона визначає холодовиробництво в пароконпресорних установках. Менш за інших цій вимозі задовольняють вуглекислий газ і фреони;

- робочий тиск холодоагентів при температурі, що звичайно використовується на практиці (від $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+30\text{ }^{\circ}\text{C}$), повинен бути значно нижче критичного. Критична температура повинна бути високою. Цій вимозі недостатньо задовольняє вуглекислий газ, у якого $t_{\text{кр}} = 31,35\text{ }^{\circ}\text{C}$. Виходить, якщо в конденсаторі буде охолоджуюча вода з температурою

вище $31,35\text{ }^{\circ}\text{C}$, то CO_2 ніколи не сконденсується. Із цієї причини холодильні установки, в яких використовується CO_2 , працюють по особливим, більш складним циклам, ніж звичайні;

- холодоагенти не повинні мати корозуючі властивості і утворювати із мастилами хімічні сполуки, що порушують нормальну роботу машини;
- холодоагенти не повинні шкідливо впливати на обслуговуючий персонал при неминучих на практиці невеликих витоках їхньої пари.

Як відомо, широке застосування в якості холодоагентів одержали фреони – галоїдні похідні насичених вуглеводнів C_mH_n , що отримані шляхом заміни атомів водню атомами хлору і фтору.

В техніці через велику різноманітність фреонів і складного їхнього найменування встановлена умовна числова система позначення, відповідно до якої кожне з'єднання залежно від хімічної формули має своє число. Спочатку пишуть цифри, що умовно позначають вуглеводень, похідним якого є даний фреон. Для метану це 1, для етана - 11, для пропану - 21 і т. д. Потім, якщо в з'єднанні є незаміщені атоми водню, число їх додається до цих цифр. Далі до отриманої суми або до первісного числа (якщо всі атоми водню в з'єднанні заміщені) дописують (а не додають) у вигляді наступного знака цифру, що виражає число атомів фтору. Так одержують позначення:

- фреон -11 замість монофтортрихлорметан CFCl_3 ;
- фреон -12 замість дифтордихлорметан CF_2Cl_2 ;
- фреон -22 замість дифтормонохлорметан CHF_2Cl ;
- фреон -114 замість тетрафтордихлоретан $\text{C}_2\text{F}_4\text{Cl}_2$;
- фреон -142 замість дифтормонохлоретан $\text{C}_2\text{H}_3\text{F}_2\text{Cl}$.

23.2 Цикл повітряної холодильної установки

Повітряна холодильна установка була одним з перших типів холодильних установок, яку застосували на практиці.

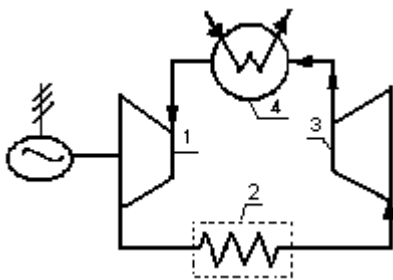


Рисунок 23.1

На рисунку 23.1 наведена принципова схема повітряної холодильної машини (ПХМ).

Повітря з тиском p_1 надходить у детандер 1, де адіабатно розширюється по лінії 1 – 2 (рис. 23.2) до тиску p_2 і робить при цьому роботу, що віддається детандером, зовнішньому споживачеві (наприклад, генератору електричного струму). Розширення повітря супроводжується зниженням його температури від T_1 до T_2 . Потім він надходить в охолоджуєми об'єм 2 (рефрижератор), де відбирає теплоту від об'єкта, що охолоджується при $p_2 = const$ по лінії 2 – 3.

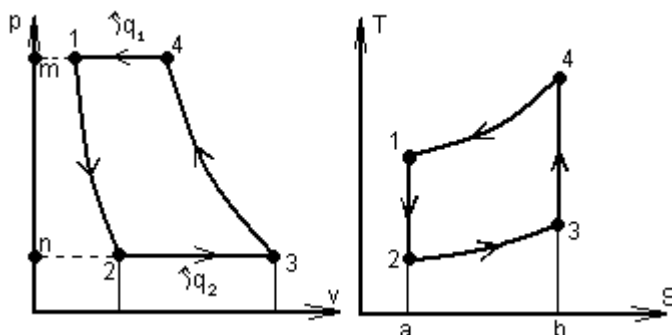


Рисунок 23.2

Відведення теплоти від охолоджуваного об'єму можливо тільки в тому випадку, якщо температура повітря протягом всього ізобарного процесу відбору теплоти буде менша, ніж температура охолоджуваного об'єму.

В принципі температура повітря на виході із охолоджуваного об'єму T_3 може зрівнятися з температурою охолоджуємих тіл. На практиці ж вона завжди трохи нижче цієї температури. Тут відбувається підвищення температури повітря від T_2 до T_3 .

По виходу з охолоджуваного об'єму повітря направляється в компресор 3 (в основному застосовуються турбокомпресори), де його тиск підвищується від p_2 до p_1 (при цьому температура повітря зростає від T_3 до T_4) по адіабаті 3 – 4. Стиснуте компресором повітря надходить в охолоджувач 4. Охолоджувач являє собою теплообмінник поверхневого типу, в якому температура повітря знижується внаслідок віддачі теплоти охолоджуючій воді, що циркулює через охолоджувач. В принципі температура повітря на виході з охолоджувача T_1 може бути як завгодно близькою до температури охолоджуючої води, однак на практиці температура повітря завжди трохи вище температури охолоджуючої води. Процес в охолоджувачі відбувається при $p_1 = const$.

З рисунку 23.2 видно, що (3 – 4 – 1) - це лінія стискання повітря, а (1 – 2 – 3) - це лінія розширення. Робота, що затрачена на привід компресора, зображується пл. (m – 4 – 3 – m). Отже, робота, що затрачена в циклі ПХМ, l_u , зображується пл. (1 – 2 – 3 – 4 – 1). Процес в компресорі може здійснюватися або по адіабаті, або по ізотермі, або по політропі з показником $1 < n < k$. При тому самому відношенні тисків p_1 / p_2 найбільше збільшення температури газу в компресорі має місце при адіабатному стисканні. Тепловідведення від повітря інтенсифікується при збільшенні температурного перепаду між повітрям і водою. Однак, при заданій температурі охолоджуючої води збільшення температури повітря спричиняє збільшення витрати роботи.

В T, S – діаграмі теплота q_2 , що відводиться із охолоджуваного об'єму, зображується пл. (a – 2 – 3 – b – a). Робота, що затрачується в циклі l_u - пл. (1 – 2 – 3 – 4 – 1) і теплота, що віддається охолоджувачу q_1 дорівнює пл. (1 – a – b – 4 – 1).

Тиск повітря у ПХМ звичайно невелике (як правило, не вище 500 кПа).

Теплота q_2 , що відбирається повітрям із охолоджуваного об'єму в ізобарному процесі 2 - 3, дорівнює

$$q_2 = h_3 - h_2, \quad (23.1)$$

а теплота q_1 , що віддається повітрям охолоджуючій воді в холодильнику (гарячому джерелу) в ізобарному процесі 4 – 1, дорівнює

$$q_1 = h_4 - h_1. \quad (23.2)$$

З огляду на те, що в охолоджувальному об'ємі температура значно вище критичної температури повітря ($-140,7^\circ\text{C}$ або $132,3\text{ K}$), повітря можна вважати ідеальним газом з постійною теплоємністю.

Тому з (23.1) і (23.2), маємо

$$q_2 = c_p \cdot (T_3 - T_2); \quad q_1 = c_p \cdot (T_4 - T_1).$$

Підставляючи ці значення q_2 і q_1 в рівняння для холодильного коефіцієнту ε циклу ПХМ, маємо

$$\varepsilon = (T_3 - T_2) / [(T_4 - T_1) - (T_3 - T_2)]. \quad (23.3)$$

Відповідно до рівняння $T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}}$, маємо для адіабатного процесу 3–4

$$T_4 / T_3 = (p_4 / p_3)^{\frac{k-1}{k}} \quad (23.4)$$

і аналогічно для адіабатного процесу 1 – 2

$$T_1 / T_2 = (p_1 / p_2)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (23.5)$$

Оскільки для ізобарних процесів 4-1 і 2-3 $p_1 = p_4$ і $p_2 = p_3$, то із (23.4) і (23.5) очевидно, що $T_4/T_3 = T_1/T_2$. (23.6)

З урахуванням цього співвідношення неважко показати, що

$$\left[\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \right] / T_1 / T_2. \quad (23.7)$$

Підставляючи (23.7) в (23.4), одержуємо

$$\varepsilon = 1 / \left(\frac{T_1}{T_2} - 1 \right) \quad (23.8)$$

або, те ж саме $\varepsilon = T_2 / (T_1 - T_2)$, (23.9)

Змінюючи в (23.8) T_1/T_2 за допомогою рівняння (23.6), одержуємо вираження для холодильного коефіцієнта циклу ПХМ у вигляді

$$\varepsilon = \left[\left(p_1 / p_2 \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]^{-1}. \quad (23.10)$$

По зовнішньому вигляду рівняння (23.9) збігається з рівнянням холодильного коефіцієнта для зворотнього холодильного циклу Карно. Однак ця подібність чисто зовнішня тому, що у зворотньому циклі Карно T_2 – це температура, рівна в межі температурі охолоджуемого об'єму, тоді як в циклі ПХМ T_2' значно нижче (в цьому циклі температура T_2' дорівнює в межі температурі T_3). Звідси витікає, що при тому самому значенні T_1 холодильний коефіцієнт зворотнього циклу Карно вище за холодильний коефіцієнт циклу ПХМ. Це видно з T,S-діаграми на рисунку 23.3, на якій зображені здійснювані в тому самому інтервалі температур від T_1 до T_2' зворотній цикл Карно (1-2k-3-3k-1) і цикл ПХМ (1-2-3-4-1).

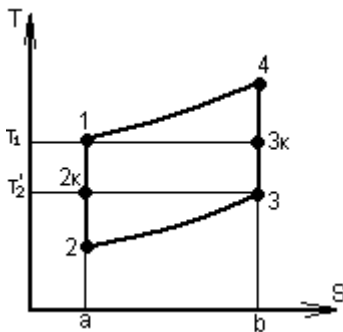


Рисунок 23.3

Як видно із цієї діаграми, в циклі ПХМ відбирається менше теплоти, чим у зворотньому циклі Карно (відповідно пл. (а - 2 - 3 - в - а) і пл. (а - 2k - 3 - в - а), а робота, що затрачена в циклі ПХМ пл. (1 - 2 - 3 - 4 - 1), більше, ніж у зворотньому циклі Карно пл. (1 - 2k - 3 - 3k - 1).

Отже, при одній і тій же витраті роботи ПХМ має значно меншу холодопродуктивність, ніж установка, в якій здійснюється зворотній цикл Карно. Тому ПХМ вимагає великих витрат повітря.

Недоліки, що властиві циклу повітряної холодильної установки, визначаються тим, що процеси відбору теплоти з охолоджуваного об'єму і віддачі повітрям теплоти в охолоджувачі здійснюються не по ізотермі, а по ізобарі. В цьому випадку середня температура відведення теплоти в циклі $T_{отв}^{cp}$ виявляється вище T_1 , а середня температура

підведення теплоти $T_{подв}^{cp}$ - нижче T_2' . Очевидно, що в циклі ПХМ величини $T_{отв}^{cp}$ і $T_{подв}^{cp}$ будуть тим ближче відповідно до T_1 і T_2' , чим «вужче» цикл у T, S-діаграмі, тобто чим менше переохолоджене повітря, що виходить із детандера, у порівнянні з охолоджуванним об'ємом, іншими словами, чим менша різниця $T_2' - T_2$.

На T,S-діаграмі (рис. 23.3) зображені два цикли ПХМ: (1-2-3-4-1) і (1-2'-3'-4'-1), що здійснюються в тому самому інтервалі температур (між T_1 і T_2'). З цієї діаграми очевидно, що величини $T_{отв}^{cp}$ і $T_{подв}^{cp}$ у більш «вузькому» циклі (1-2-3-1) ближче відповідно до T_1 і T_2' , чим в «широкому» циклі (1-2-3-4-1).

Отже, чим «вужче» цикл, тим вище значення холодильного коефіцієнта. Треба, однак, мати на увазі, що «звуження» циклу (тобто зменшення різниці $T_2' - T_2$) приводить, як

правило, до того, що зменшується кількість теплоти q_2 , що відбирається з охолоджуваного об'єму за один цикл. Таким чином, хоча холодильний цикл і стає теоретично більш ефективним, але для забезпечення колишньої (як в циклі (1 - 2 - 3 - 4 - 1)) холодопродуктивності необхідно збільшувати витрату повітря в контурі установки. Крім того, незворотність реальних процесів адіабатного стискання і розширення в реальній установці робить значно більший негативний вплив на «вузький» цикл.

ЛЕКЦІЯ 24

24.1 Цикл парокомпресорної холодильної установки

Більш вигідні і зручні, в порівнянні з повітряними, парові компресорні холодильні установки, що дозволяють в області насиченої пари здійснити ізотермічне відведення і підведення теплоти, що відбирається у охолоджуваного середовища, і наблизити холодильний цикл до зворотнього циклу Карно.

Здійснити в холодильній установці підведення і відведення теплоти по ізотермах вдасться в тому випадку, якщо в якості холодоагента використовується волога пара якої-небудь легкокиплячої рідини, тобто рідини, у якій температура кипіння при атмосферному тиску менша за температуру навколишнього середовища ($t_s \leq 20^\circ \text{C}$). У **парокомпресорних холодильних установках** (ПКХУ) здійснюються, в основному, ті ж процеси, що і у ПХМ. Робочим тілом (холодоагентом) таких установок є легкокиплячі рідини: аміак, вуглекислота, сірчастий ангідрид, фторохлорпохідні найпростіших вуглеводнів та інші. Найбільше застосування мають аміак і фреони. В ПКХУ на відміну від ПХМ замість детандера застосовується дросельний (редукційний) вентиль, за допомогою якого регулюють температуру в охолоджуваному об'ємі, зміною ступеня відкриття редукційного вентиля. Процес адіабатного дроселювання супроводжується зростанням ентропії дроселюючої речовини, при цьому ентальпія речовини не змінюється. ПКХУ представлена на рисунку 24.1 і працює у такий спосіб.

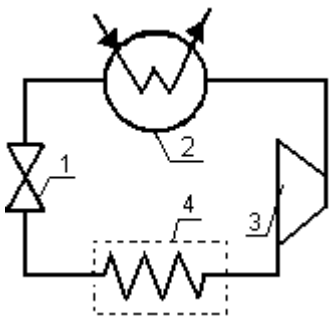


Рисунок 24.1

Стиснена в компресорі 3 до тиску p_1 волога (суха) пара надходить в конденсатор (охладжувач) 2, де за рахунок віддачі теплоти, охолоджуваному середовищу, відбувається повна конденсація пари. Процес конденсації відбувається по ізобарі-ізотермі 4 – 1 (рис. 24.2).

Рідина з конденсатора при тиску p_1 і температурі T_1 проходить через дросельний вентиль 1, де вона дроселюється до тиску p_2 . Тиск p_2 вибирається таким, щоб відповідна цьому тиску температура насичення T_2

була трохи нижча температури охолоджуваного об'єму. Процес дроселювання у вентилі 1 є необоротним і на T, S -діаграмі зображується умовною лінією 1 – 2 (рис. 24.2.a).

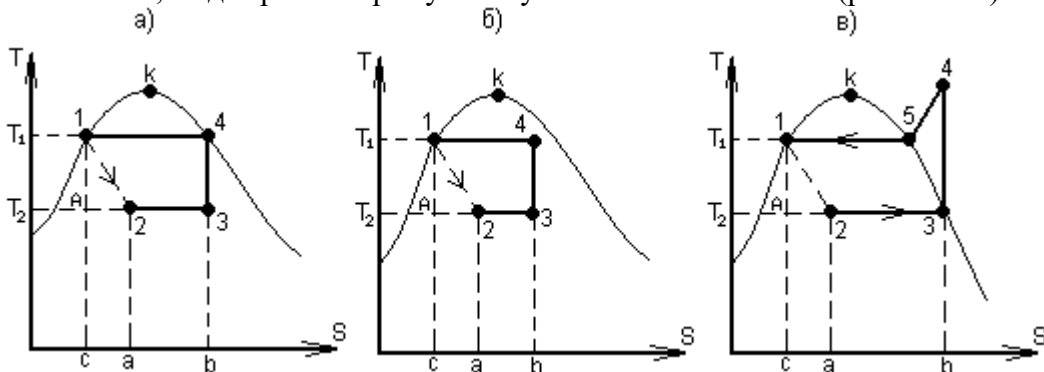


Рисунок 24.2

Після дросельного вентиля волога пара направляється у випарник 4, де за рахунок теплоти, що відбирається від охолоджуючих тіл, вміщена в ньому рідина випаровується, ступінь сухості вологої пари при цьому зростає. Ізобарно-ізотермічний процес підведення

теплоти до холодоагенту у випарнику зображується лінією 2 – 3. З випарника пар високого ступіні сухості направляєється в компресор 3, де адіабатно стискається від тиску p_2 до тиску p_1 .

В ПКХУ, залежно від стану пари, що виходить із компресора, можливі наступні цикли:

- на **насиченій парі** (рис. 24.2. а);
- на **вологій парі** (рис. 24.2. б);
- на **перегрітій парі** (рис. 24.2. в).

З компресора пара направляєється в конденсатор 4, і цикл замикається.

Цикл (1 – 2 – 3 – 4), наведений на рис. 24.2, відрізняється від зворотнього циклу Карно (1 – А – 3 – 4) тим, що процес 1 – 2 охолодження холодоагента від температури T_1 до T_2 відбувається по необоротній адіабаті в дросельному вентилі, а в циклі Карно по оборотній адіабаті 1 – А в детандері. Кількість теплоти q_2 , що відбирається від охолоджуваного джерела, в циклі ПКХУ зображується пл. (а – 2 – 3 – в – а), а кількість теплоти q_1 , що відбирається у зворотньому циклі Карно дорівнює пл. (з – А – 3 – в – с). З рисунку 24.2.а видно, що пл. (з – А – 3 – в – с) > пл. (а – 2 – 3 – в – а). Втрата хладопродуктивності від заміни детандера редуційним вентилям визначається пл. (А – 2 – а – з – А). Кількість теплоти, що передана в конденсаторі охолоджуючому середовищу при постійному тиску, дорівнює

$$q_1 = \text{пл.}(4 - 1 - 2 - a - в - 4) = h_4 - h_1.$$

Теплота, що підводиться до холодоагенту в охолоджуваному об'єкті, дорівнює

$$q_2 = \text{пл.}(2 - 3 - в - a - 2) = h_3 - h_2 = T_2 \cdot (S_3 - S_2).$$

В циклі ПКХУ робота, що затрачена на привід компресора 3, дорівнює

$$l_{\text{ком}} = h_4 - h_3$$

Оскільки в процесі дроселювання $h_1 = h_2$, то робота, що затрачена в циклі, дорівнює роботі компресора, тобто

$$l_{\text{ц}} = l_{\text{ком}} = h_4 - h_3.$$

Підставляючи значення $l_{\text{ц}}$ і q_2 в рівняння

$$\varepsilon = q_2 / l_{\text{ц}} = (h_3 - h_2) / (h_4 - h_3) = T_2 (S_3 - S_2) / (h_4 - h_3). \quad (24.1)$$

На ефективність холодильних установок впливають властивості холодоагента. З виразу (24.1) видно, що холодопродуктивність тим вище, чим більша різниця ентропій ($S_3 - S_2$). Різниця ($S_3 - S_2$) тим більша, чим «ширше» цикл, тобто чим більше різниця ($S_4 - S_1$).

Причому

$$S_4 - S_1 = r / T_1, \quad (24.2)$$

де r – питома теплота паротворення холодоагента при температурі T_1 .

Таким чином, при постійній витраті холодоагента в установці холодопродуктивність циклу тим вища, чим більша питома теплота паротворення холодоагента при верхній температурі циклу. Отже, величина r може бути використана, як критерій для оцінки холодоагента.

ПКХУ застосовуються для одержання і підтримки в охолоджуваному об'ємі температур від 0°C до -120°C , а іноді і нижче. Нижня температура циклу T_2 задається при проектуванні залежно від призначення холодильної установки, верхня T_1 визначається температурою охолоджуючої води, що надходить у конденсатор. Звичайно температура охолоджуючої води змінюється в межах від 0°C до $+30^\circ\text{C}$.

До холодоагентів для ПКХУ висувають наступні вимоги:

- холодоагент повинен мати можливо більшу питому теплоту паротворення r ;
- тиск насиченої пари холодоагента при нижній температурі T_2 має бути вище атмосферного, тому що в цьому випадку легше усунути витік холодоагента, ніж

підсмоктування повітря при вакуумі. Попадання повітря і вологи в холодоагент погіршує теплопередачу. Крім того, волога може замерзати при низькій температурі;

- холодоагенти повинні бути нетоксичними, хімічно стійкими і не взаємодіяти з конструкційними матеріалами.

ПКХУ мають переваги перед повітряними. У них більш високий холодильний коефіцієнт і більша холодопродуктивність. Крім того, вони компактніші та більш дешеві.

24.2 Абсорбційні холодильні машини

Основною перевагою **абсорбційних холодильних установок** (АХУ) у порівнянні з компресорними є використання для виробництва холоду не електричної, а теплової енергії низького і середнього потенціалів, яку можна одержати від водяної пари, що відбирається, наприклад, з турбіни на теплоелектроцентралях.

В абсорбційних холодильних установках використовується явище абсорбції пари розчином.

Абсорбцією називається здатність деяких тіл за певних умов поглинати інші тіла.

В АХУ сам принцип переносу теплоти з більш низького на більш високий температурний рівень істотно відрізняється від всіх розглянутих раніше.

Робочою речовиною в АХУ є бінарний розчин, тобто суміш, що складається із двох повністю розчинних друг у другі речовин, причому ці речовини мають різко різні температури кипіння. Речовина з меншою температурою кипіння є **холодильним агентом**, а з більше високою температурою кипіння – **абсорбентом**.

Робота установки основана на тому, що концентрація холодильного агента в киплячому розчині значно нижче, ніж у насиченій парі цього розчину при тому ж тиску.

Ця властивість бінарних розчинів відображається на фазовій діаграмі (рис. 24.3), в якій по горизонтальній вісі відкладені концентрації холодильного агента (c), а по вертикальній

вісі – температури (t).

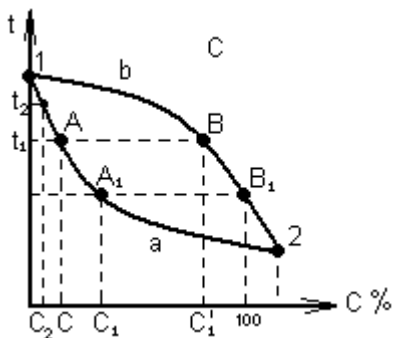


Рисунок 24.3

Точки 1 і 2 відповідають температурам кипіння відносно чистого абсорбенту і чистого холодильного агента. Нижня крива (1 - а - 2) відповідає станам рідкої фази, а верхня крива (1 - в - 2) відповідає газоподібній фазі (насиченій парі) при рівноважному співіснуванні обох фаз. Інакше кажучи, крива (1 - а - 2) являє собою лінію кипіння розчину при даному тиску, а крива (1 - в - 2) представляє лінію конденсації насиченої пари.

Нехай стан киплячої рідини розчину зображується т.А на кривій (1 - а - 2). Тоді стан пари, що перебуває з нею в рівновазі, характеризується т.В на кривій (1 - в - 2), тобто при кипінні розчину з концентрацією легкокиплячого компонента (C) утвориться пара, що має в порівнянні з вихідним розчином більш високу концентрацію легкокиплячого компонента (c'). Якщо у випарнику, поміщеному в охолоджуваному приміщенні (холодильній камері), утвориться насичена пара з високою концентрацією (c'), стан якого зображується т. В₁, то ця пара може перебувати в рівновазі з рідиною, що має концентрацію (c_1). Стосовно рідини з меншою концентрацією ($c_2 \leq c_1$), що кипить при температурі t_2 , ця пара є переохолодженою. Тому при зіткненні їх почнеться конденсація пари, наслідком якої буде повне поглинання (абсорбція) пари рідиною. При цьому теплота конденсації буде виділятися при температурі рідини t_2 , більш високої, ніж температура пари t_1 . В результаті буде відбуватися перехід теплоти від тіла менш нагрітого (пара високої концентрації) до тіла більш нагрітого (рідина низької концентрації).

У відповідності з II-м законом ТТД цей процес повинен супроводжуватися деяким компенсуючим процесом. В АХУ таким процесом є перехід деякої кількості теплоти від тіла з більш високою температурою, ніж t_2 до тіла, з більш низькою температурою, тобто передача деякої кількості теплоти навколишньому середовищу.

Принципова схема найпростішої АХУ представлена на рисунку 24.4.

Випар водоаміачного розчину з концентрацією аміаку x_k відбувається в парогенераторі ПГ (1) при тиску p_k і температурі T_1 . При цьому на процес випару витрачається кількість

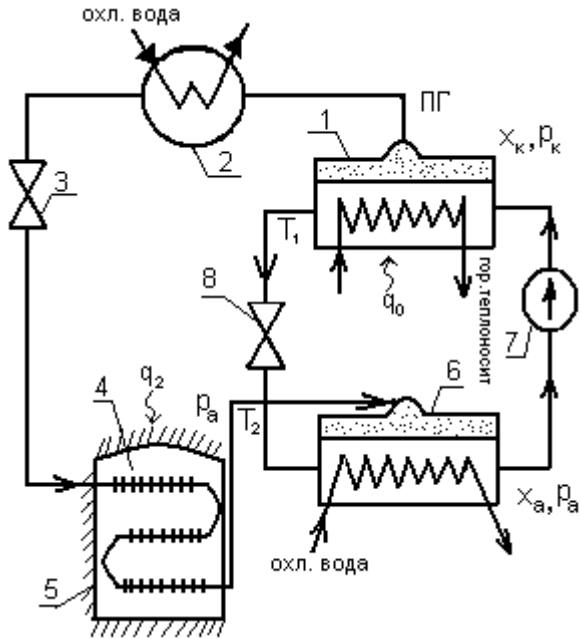


Рисунок 24.4

теплоти q_o , що підводиться гарячим теплоносієм. Низкокиплячим компонентом розчину є аміак. Тому що парціальний тиск водяної пари над розчином при температурах, що мають місце в парогенераторі невелик, з розчину практично виділяється майже чиста аміачна пара.

В конденсаторі 2 при постійному тиску $p_k = const$ і температурі T_1 , отримана пара перетворюється в рідину, а теплота, що виділилася в процесі конденсації, сприймається охолоджуючою водою. В редукційному вентилі 3 тиск рідкого аміаку знижується до тиску в абсорбері 6 $p_a \leq p_k$, в якому концентрація розчину підтримується на рівні $x_a \geq x_k$. Цей процес супроводжується зниженням температури від T_1 до T_2 . Після цього волога пара аміаку, що утворилася, надходить у випарник 4, де її ступінь

сухості збільшується до одиниці. Кількість теплоти q_2 , необхідне для протікання процесу випару, підводить до випарника від тіл, що перебувають в холодильній камері 5.

Потім отримана у випарнику суха насичена пара при температурі T_2 і тиску p_a надходить в паровий простір абсорбера 6. Абсорбер заповнений розчином аміаку. Отримана із цього розчину пара, перебуває під тиском p_a і має більш високу температуру, ніж пара, що надійшла з випарника. Тому, відповідно до четвертої властивості розчинів, холодна пара поглинається розчином. Теплота абсорбції, що виділяється при цьому, відводиться охолоджуючою водою.

В процесі роботи холодильної машини, в парогенераторі і абсорбері підтримується деякий постійний рівень концентрації розчинів. Із цією метою з абсорбера 6 збагачений аміаком розчин за допомогою насоса 7 у певній кількості подається в парогенератор 1.

Одночасно розчин аміаку, збіднений внаслідок випарювання, з парогенератора 1 направляється в редукційний вентиль 8, дроселюється від тиску p_k до тиску p_a і надходить в абсорбер 6. Цей збіднений розчин по своїх властивостях близький до води, тому його температура в процесі дроселювання залишається практично постійною і рівною температурі в парогенераторі T_1 . Тиск в парогенераторі p_k відповідає температурі охолоджуючої води в конденсаторі, у той час як тиск p_a в абсорбері відповідає температурі в холодильній камері.

На відміну від ПКХУ роль компресора тут виконує абсорбційний вузол. Він складається з парогенератора - 1, абсорбера - 6, насоса - 7 і редукційного вентиля - 8. Таким чином, замість механічної роботи, необхідної на привід компресора, в абсорбційній машині використовується різниця температур гарячого (в парогенераторі) і холодного (в абсорбері) джерел теплоти.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ

1. Кириллин В.А, Сычов В.В. Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. Москва: Энергоатомиздат, 1983. 416 с.
2. Вукалович М.П.,Новиков И.И. Термодинамика. Москва: Машиностроение,1972. 672 с.
3. Буляндра О.Ф. Технічна термодинаміка. Київ: Техніка, 2001.320 с.
4. Ривкин С.Л.,Александров А.А. Термодинамические свойства воды и водяного пара:справочник. Москва: Энергоатомиздат , 1984. 80 с.
5. Вяла А., Благовісна В., Мєняйлов С. Молекулярна фізика й термодинаміка. Київ: НАУ-друк, 2010. 192 с.
6. Воловік П.М. Фізика для університетів. Київ:Перун,2005. 864с.
7. Константинов С.М., Панов Є.М. Теоретичні основи теплотехніки. Київ: «Золоті Ворота», 2012. 592 с.
8. Чепурний М.М., Ткаченко С.Й. Основи технічної термодинаміки. Вінниця: «Поділля-2000», 2004. 352 с.
9. Константинов С.М. Технічна термодинаміка. Київ: «Політехніка» НТУУ «КПІ», 2001. 368 с.
10. Буляндра О. Ф, Драганов Б. Х. , Федорів В. Г. і ін. Теплотехніка. Київ:Вища школа, 1998. 334с.
11. Драганов Б.Х.. Теплотехніка. Київ : ІНКОС, 2005. 504 с.
12. Бєляєв Н.М. Термодинамика. Київ: Вища школа, 1987. 344 с.
13. Юдаєв Б.Н. Сборник задач по технической термодинамике и теплопередаче. Москва: Высшая школа, 1967. 344 с.
14. Крутов В.И. Задачник по технической термодинамике и теории тепломассообмена. Москва: Высшая школа, 1986. 383 с.
15. Андрианова Т.Н. Сборник задач по технической термодинамике. Москва:Высшая школа, 1972. 240 с.
16. Дрыжаков Е.В., ИсаевС.И., Кожинов И.А. и др. Техническая термодинамика /под ред. В.И. Крутова . Москва: Высшая школа, 1981.439 с.
17. Дубровська В.В., Шкляр В.І. Термодинаміка та теплообмін: навч. посіб. Київ: НТУУ«КПІ», Вид-во «Політехніка», 2016. 152 с.
18. Малишев В.В, Кретов В.В., Гладка Т.М. Технічна термодинаміка та теплопередача. Київ: Університет «Україна», 2015. 258 с.