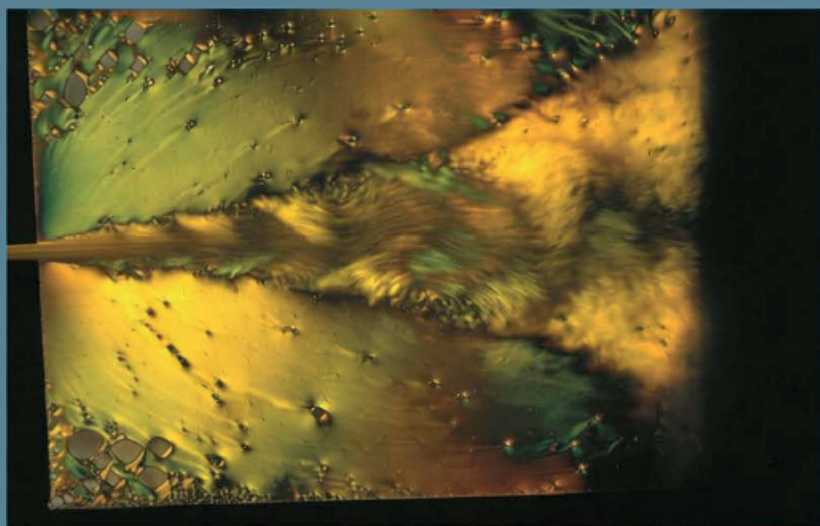


КОЛІЄНКО А.Г.

ТЕРМОДИНАМІКА

Навчальний посібник



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ПОЛТАВСЬКА
ПОЛІТЕХНІКА
(ІМЕНІ ЮРІЯ КОНТРАТЮКА)

КОЛІЄНКО А. Г.



ТЕРМОДИНАМІКА

**навчальний посібник для студентів інженерних
спеціальностей всіх форм навчання**

Полтава 2026

УДК 536.7(07)
ББК 31.31
К60

Рецензенти:

Ратушняк Г.С. — кандидат технічних наук., професор (Вінницький національний технічний університет)

Семко О.В. — доктор технічних наук., професор (Національний університет Полтавська політехніка імені Юрія Кондратюка).

Рекомендовано науково-методичною Радою навчально-наукового інституту нафти і газу Національного університету Полтавська політехніка імені Юрія Кондратюка для студентів спеціальності

G2 — «Технологія захисту навколишнього середовища», G4 — «Енерговиробництво», G10 — «Металургія», G16 — «Гірництво та нафтогазові технології» всіх форм навчання.
протокол №1 від 25 серпня 2025 р.

Перше видання навчального посібника 2006 р. рекомендовано Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів (лист №14.18-2866 від 15.12.2005р.)

Колієнко А.Г.

Термодинаміка: Навчальний посібник. —2-ге вид.,перероб. і доп. — Полтава. Національний університет Полтавська політехніка імені Юрія Кондратюка, 2026.-132с. ISBN 966-7152-47-2

У посібнику в короткій формі розглянуто фундаментальні закони, положення та методи аналізу теплових процесів і перетворення енергії. Розглянуто властивості робочих тіл, рівняння стану, основні термодинамічні процеси та цикли, термодинаміку потоку, властивості реальних газів. Призначено для студентів вищих навчальних закладів спеціальностей G2 — «Технологія захисту навколишнього середовища», G4 — «Енерговиробництво», G10 — «Металургія», G16 — «Гірництво та нафтогазові технології» всіх форм навчання. Іл.38.табл.22, бібліогр. 11 назв.

ISBN 966-7152-47-2

©А.Г. Колієнко

©НТУ «Полтавська політехніка»

ЗМІСТ

Вступ	4
1. Основні поняття термодинаміки	5
2. Суміші ідеальних газів	19
3. Перший і другий закони термодинаміки	22
4. Процеси зміни параметрів ідеального газу.....	27
5. Рівняння стану реальних газів.....	36
6. Ізотерми газів.....	38
7. Перший закон термодинаміки для реальних газів	45
7.1. Ізохорний процес зміни стану газу.....	45
7.2. Ізобаричний процес.....	46
7.3. Ізотермічний процес.....	47
7.4. Адіабатний процес.....	47
7.5. Стискування газів у компресорах.....	48
7.6. Процеси адіабатного руху газу в потоці й витікання газу.....	51
7.7. Дроселювання газів і пари	57
8. Вологі гази й повітря.....	67
9. Цикли теплових двигунів.....	77
9.1. Цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ).....	77
9.2. Цикли холодильних машин.....	81
9.2.1. Цикл парової компресорної холодильної машини.....	82
9.2.2. Цикл газової холодильної машини.....	87
9.2.3. Цикл абсорбційної холодильної машини.....	89
9.2.4. Цикл теплової помпи.....	91
10. Цикли паросилових установок.....	96
10.1. Термодинамічні основи теплофікації.....	99
10.2. Когенераційний бінарний цикл.....	104
10.3. Способи підвищення ефективності роботи паросилових установок.....	113
10.3.1 Цикл з проміжним перегрівням пари.....	117
11. Контрольні завдання.....	119
Література.....	127
Додатки.....	128

ВСТУП

Навчальний посібник призначений для самостійної роботи із дисципліни “Термодинаміка” і може бути використаним студентам всіх форм навчання.

Указана дисципліна викладає теорію трансформації теплоти для потреб промисловості, транспорту, комунального господарства та побуту.

Для студентів спеціальності G2 «Технології захисту навколишнього середовища» її вивчення є необхідною складовою професійної підготовки, оскільки дозволяє науково обґрунтувати процеси очищення, утилізації та раціонального використання ресурсів. Знання термодинамічних принципів сприяє підвищенню енергоефективності технологій і мінімізації негативного впливу на довкілля. Опанування дисципліни формує здатність майбутніх фахівців ефективно вирішувати сучасні екологічні та інженерні завдання. З огляду на функціональний зв'язок між спалюванням вуглецевих викопних видів палива і викидами в атмосферу парникового газу CO₂, методи вирішення задач декарбонізації співпадають з підвищенням ефективності спалювання та скорочення витрат викопних видів палива. Тому законів перетворення та трансформації енергії стають для фахівців із технології захисту довкілля важливими.

Для студентів спеціальності G4 «Енерговиробництво» вивчення «Термодинаміки» є ключовою складовою професійної підготовки, оскільки забезпечує розуміння принципів роботи енергетичних установок і процесів виробництва, перетворення та передачі енергії, сприяє підвищенню ефективності енергетичних систем і зниженню втрат енергії. Технічна термодинаміка є базовою дисципліною для студентів-теплоенергетиків, вона забезпечує основу для проектування теплових електростанцій, систем опалення, охолодження та кондиціонування повітря. Інженери-енергетики використовують закони термодинаміки для аналізу процесів перетворення енергії, оцінки ефективності теплообмінних апаратів і оптимізації роботи теплотехнічних систем.

Для студентів спеціальності G10 «Металургія» вона є теоретичною основою дослідження процесів плавлення, кристалізації, фазових перетворень і теплової обробки матеріалів, що дозволяє оптимізувати технологічні режими та підвищувати якість продукції.

Для студентів спеціальності G16 «Гірництво та нафтогазові технології» знання термодинаміки необхідне для розуміння процесів у пластах, транспортування і переробки вуглеводнів, а також роботи теплотехнічного обладнання, що сприяє ефективному та безпечному використанню ресурсів.

Самостійну роботу з вивчення дисципліни необхідно починати із засвоєння теоретичного матеріалу, усвідомлення фізичної сутності питань, а потім переходити до відповідей на питання для самоперевірки. Закріплення знань здійснюється при самостійному розв'язанні контрольних задач, що наводяться в посібнику за варіантами.

Виконані контрольні завдання надсилаються до університету для перевірки в термін, зазначений у графіку навчальної роботи студентів.

1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТЕРМОДИНАМІКИ

Термодинаміка вивчає закони взаємного перетворення теплоти і механічної роботи, а також досліджує найефективніші умови та напрямки таких перетворень.

Робочими тілами (РТ) для перетворення теплоти в роботу є гази й пари. Процеси перетворення різних видів енергії спричиняють зміни стану та параметрів робочих тіл і перебігу термодинамічних процесів.

Найзагальніші, універсальні закони термодинаміки виведено для **ідеального газу** — умовного ідеального робочого тіла, об'ємом молекул і силами взаємодії якого нехтують, чого не можна робити для реальних газів та парів. У розрахунках реальних робочих тіл необхідно пам'ятати про їхні відмінності від ідеальних газів. Ці відмінності можуть бути суттєвими, особливо за високого тиску, низької температури РТ, під час розрахунків, пов'язаних із комерційним обліком чи визначанням параметрів безпечної експлуатації обладнання. Закони ідеальних газів можна використати з достатньою точністю для реальних газів після внесення відповідних поправок.

До термодинамічних параметрів стану робочого тіла належать:

- температура T , К;
- тиск P_A , Па;
- питомий об'єм v , м³/кг.

Температура характеризує тепловий стан робочого тіла. Якщо температури двох ідеальних газів однакові, то між ними не відбувається самочинного процесу теплообміну, а самі робочі тіла перебувають у стані теплової рівноваги.

Існують такі шкали вимірювання температури:

- **шкала Цельсія $t^{\circ}\text{C}$** : за 0°C прийнято вважати температуру переходу води в кристалічний стан за нормальних умов (НУ), а за 100°C — стан кипіння води за НУ;
- **шкала Кельвіна $T\text{K}$** : за 0K прийнято стан, названий абсолютним нулем, тобто температура, за якої в будь-якому тілі припиняється рух молекул.

$$T (\text{K}) = 273,15 + t (^{\circ}\text{C});$$

- **шкала Фаренгейта F** : температури плавлення льоду й кипіння води прийняті відповідно за 32° і 212° ,

$$^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9} (^{\circ}\text{F} - 32).$$

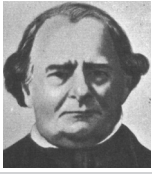
У термодинаміці температуру виражають, як правило, за шкалою Кельвіна (абсолютна температура), К.

Тиск — величина, що характеризує відношення нормальної складової сили до одиниці площі, на яку діє сила.

Абсолютний тиск P_A визначають як суму **барометричного** (атмосферного) $P_{\text{БАР}}$ і **надлишкового** (манометричного) $P_{\text{МАН}}$ тиску

$$P_A = P_{\text{БАР}} + P_{\text{МАН}}, \quad \text{Па, кПа, МПа.}$$

У таблиці 1 наведено співвідношення між різними одиницями вимірювання тиску.



Б. Клапейрон

Прилади для вимірювання температури (термометри) винайдено за багато років до того, як люди зрозуміли, що ж насправді вони вимірюють. *Temperatura* латиною означає "суміш". Видатний лікар II ст. Гален вважав, що ліки відрізняються за градусами холоду, теплоти, вологості й сухості. Ліки змішували в різних співвідношеннях, і суміші мали різні "градуси". Таким чином, градуси в далекому минулому пов'язували з тепловою дією ліків.

Вимірювання температури як фізичного параметра тіла людини, газу або рідини відоме з часів Галілея. В історії залишилися свідчення про термометри флорентійських майстрів Академії дослідів (1657 р.). У праці І. Ньютона "Про шкалу показників теплоти й холоду" (1701 р.) згадано термометр з 12-градусною шкалою. Перший сучасний термометр описав і виготовив складув із Голландії Даниєль Фаренгейт у 1724 р. Свою шкалу він перевіряв, вимірюючи температуру людського тіла, вона відповідала позначці +98°F. Сучасну шкалу Цельсія запропоновано в 1742 р. А вже на початку XIX ст. термометр став звичайним приладом. Однак на те, що він вимірював, єдиного погляду не було. Розділити поняття "теплота" і "температура" було тоді важко.

Із дослідів розуміли лише, що теплота самочинно передається від гарячого тіла до холодного, під час цього процесу температура тіл поступово вирівнюються, а система набуває стану теплової рівноваги, в якій потоки теплоти зрештою зникають. При цьому температура одного тіла зменшується, а другого — збільшується. Із цих міркувань теплота з однаковою вірогідністю могла бути й однією із форм енергії, й матерією (теплородом), що перетікає з одного тіла до другого.

Таблиця 1. Співвідношення між різними одиницями вимірювання тиску

Одиниці вимірювання	Па	кгс/см ² , (ат)	кгс/м ² , (мм вод. ст.)	мм рт. ст.	бар
1 Па	1	1,02·10 ⁻⁵	0,102	7,5·10 ⁻³	10 ⁻⁵
1 кгс/см ² = 1 ат	9,8·10 ⁴	1	10000	735	0,98
1 мм вод. ст. = 1 кгс/м ²	9,8	10 ⁻⁴	1	7,35·10 ⁻²	9,8·10 ⁻⁵
1 мм рт. ст.	133	1,3·10 ⁻³	13,6	1	1,3·10 ⁻³
1 бар	10 ⁵	1,02	10200	7,5·10 ²	1

Густину різних газів робочих тіл за нормальних умов, тобто за температури 0°C і під тиском 0,1 МПа, можна визначити за їхнім молярним об'ємом, що дорівнює 22,4 нм³ та масі одного кіломоля μ , кг,

$$\rho_{\text{НУ}} = \frac{\mu}{22,4} \quad \text{кг/нм}^3. \quad (1)$$

Зі збільшенням тиску і зменшенням температури газів їхня густина зростає. За температури t , °C, і під надлишковим тиском $P_{\text{МАФ}}$ МПа, густину газу визначають за формулою

$$\rho = \rho_{\text{НУ}} \frac{P + P_{\text{БАР}}}{P_{\text{БАР}}} \cdot \frac{273}{273 + t} \quad \text{кг/м}^3, \quad (2)$$

де $P_{\text{БАР}}$ — барометричний тиск за нормальних умов, $P_{\text{БАР}} = 0,1$ МПа.

Питомим об'ємом v є величина, обернена густині робочого тіла ρ , кг/м³,

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

де V , m — об'єм та маса робочого тіла відповідно за заданих значень тиску P_A і температури T .

Параметри стану газу P , v , T є взаємозалежними, один із них можна виразити через два інших. Рівняння, яке зв'язує між собою параметри стану газу, називають **рівнянням стану системи** (Клапейрона – Менделєєва) для ідеальних газів:

– для 1кг РТ: $Pv = RT$, (4)

– для довільної маси m РТ: $PV = mRT$, (5)

де V — об'єм робочого тіла, m^3 , $V = m \cdot v$; R — газова стала, $R = 8314 / \mu$, Дж/кг·К.; P — тиск газу, Па (абсолютний), $P = P_A$.

Тиск, спричинений тільки однією компонентою газової суміші, називають **парціальним тиском компоненти**.

Для визначення фазового стану робочого тіла важливо знати його **критичні параметри** (P_K, T_K), за перевищення яких газ у жодному разі не може бути скрапленим (переведеним в рідку фазу). У критичному стані густина й питомий об'єм рідини та пари над нею однакові. Критичні параметри робочих тіл, а також параметри, за яких змінюється фазовий стан РТ, наведено в [1, 2] і таблиці 8.

Приведеними параметрами робочого тіла називають відношення відповідних параметрів робочого тіла до їхніх критичних параметрів

$$T_{пр} = T/T_K; P_{пр} = P/P_K; v_{пр} = v/v_K. \quad (6)$$

Важливими також є **параметри насичення**, за яких змінюється фазовий стан робочого тіла — відбувається його **конденсація, або кипіння** (пароутворення), t_H, T_H, P_H . Досягнення такого стану можливе відповідно під час охолодження або нагрівання робочого тіла за незмінного тиску. Змінити агрегатний стан можна також шляхом ізотермічної зміни тиску робочого тіла. Параметри насичення залежать від виду робочого тіла.

Так, газ чи пара під час стискування стають спочатку насиченими, а потім під певним тиском починається їхня конденсація. Об'єм при цьому зменшується. Після переходу всієї пари в рідку фазу подальше збільшення тиску практично не змінює об'єм рідини.

Однак якщо процес ізотермічного стискування відбувається в інтервалі температур, наближених до критичної, то після часткової конденсації і проходження робочим тілом двофазового стану воно починає переходити в пароподібний однофазовий стан. Таке пароутворення називають **ретроградним**. Воно спостерігається тільки в зоні високого тиску газів, а також суміші газів.

Температура — це термодинамічний параметр. Однак вимірювання температури за зміною довжини стовпчика води, ртуті чи спирту в термометрі має певні обмеження, як-от: замерзання й кипіння речовин, якими заповнюють термометри. Окрім того, виникає питання, що відбувається в цих речовинах під час розширення й змінення їхнього рівня в термометрах на позначку в один градус? Припустімо, що при цьому енергія тіла збільшується на одну й ту саму величину (величину, віднесenu до одиниці маси тіла, називають питомою теплоемністю). Проте із дослідів відомо, що теплоемність різних тіл відрізняється й навіть у одного й того самого тіла вона змінюється залежно від температури. Тому в різних температурних межах необхідно витратити різну кількість теплоти, щоб нагріти робоче тіло в капілярі термометра на один градус. Якщо ж використовувати в термометрі воду, то нагрівання робочого тіла від 0°C до +4°C взагалі супроводжуватиметься падінням, а не підняттям стовпчика рідини в капілярі.

Найменше від температури залежать властивості газів під незначним тиском і з малою густиною. За таких умов вони наближаються до ідеального газу. Проте навіть їх не можна використовувати в термометрах за будь-яких температур і тиску, оскільки всі реальні гази за певних умов втрачають свою схожість з ідеальним газом.

У який же спосіб визначити температуру як термодинамічний параметр точніше, незважаючи на те, який матеріал використано в капілярі термометра? На таке запитання можна відповідати тільки з термодинамічних міркувань, основи яких заклали У. Томсон (лорд Кельвін) і Р. Клаузіус на основі праць С. Карно про теплоту.

У цих працях уже стверджувалося, що природа теплоти пов'язана з неперервним рухом молекул робочого тіла. Й енергія руху цих молекул, що усереднена за їхньою величезною кількістю, визначає температуру тіла.



Д. Бернуллі

Тиск газу на стінки можна пояснити ударами молекул, які рухаються у газі. На зв'язок тиску газу із квадратом швидкості руху

його частинок вказав ще в 1727 р. Д. Бернуллі, а в 1845 р. це підтвердив англієць Р. Ватерсон. Проте кінцеву формулу й визнання сучасників ця теорія одержала тільки в 1859 р. у працях Д.К. Максвелла.

Формулу для тиску записують у вигляді

$$P = \frac{1}{3} n \cdot m \cdot W_{cp}^2$$

де P — тиск газу;

n — кількість молекул в 1 см^3 ;

m — маса молекули;

W_{cp}^2 — середнє арифметичне квадратів швидкостей молекул.

Якщо виразити тиск із рівняння Б.П.Е.Клапейрона $PV = RT$, то одержимо одне з основних рівнянь кінетичної теорії газів:

$$\frac{m \cdot W_{cp}^2}{2} = \frac{3}{2} k \cdot T.$$

Вираз $\frac{m \cdot W_{cp}^2}{2}$ характеризує кінетичну енергію молекул одноатомного ідеального газу, або внутрішню енергію робочого тіла. Із одержаної залежності випливає, що внутрішня енергія одноатомного ідеального газу залежить тільки від його температури.

Ретроградне, або зворотне, випаровування вуглеводнів із збільшенням тиску та їхня ретроградна конденсація з падінням тиску сприяють утворенню газоконденсатних родовищ нафти. У них під високим тиском над рідкою пластовою нафтою буде парогазова фаза із суміші газів і розчинених у них парів важких вуглеводнів, наприклад керосинової або конденсатної фракції.

Якщо в родовищі вміст важких вуглеводнів незначний порівняно з газоподібними, то за наявних пластового тиску й температури важкі вуглеводні можуть повністю випаруватись і розчинитись в об'ємі газоподібних. В результаті пласт заповнить тільки парогазова фаза.

Якщо ж важких вуглеводнів багато, то внаслідок ретроградного випаровування залишається двофазна система: парогазова "шапка" й рідка пластова нафта, з якої випарувалась конденсатна фракція.

Під час розробляння таких родовищ тільки по нафтовій товщині конденсат із газової "шапки" в результаті зменшення тиску в пласті буде ретроградно переходити в рідку фазу, змочувати пористу породу пласта, розчиняється у нафті, а отже, втрачатись для видобутку.

Уперше нафтовики спостерігали такі процеси в 1932 році. Експериментально визначено, яка саме рідка фаза нафти, що міститься в суміші з газоподібними вуглеводнями (CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , C_4H_{10} тощо), під загальним високим тиском має більший парціальний тиск насиченої пари, ніж властивий їй у чистому вигляді. Такі відхилення від загальних законів пружності пари й рівноважних співвідношень відзначаються вже під тиском, більшим від 30-40 ат.

Прямих (неретроградних) процесів конденсації, як і випаровування робочого тіла під порівняно невисоким тиском можна досягти різними комбінаціями значень температури та тиску. Так, **конденсація буде збільшуватись як у разі підвищення тиску за постійної температури, так і зі зниженням температури за постійного тиску.**

Однак з підвищенням тиску **суміші газів** процес конденсації одних компонентів із малим значенням P_H і високою температурою кипіння T_H супроводжується розчиненням і переходом у рідку фазу інших компонентів — зі значно більшим парціальним тиском конденсації P_H і низькими температурами кипіння. Параметри насичення газів у суміші залежать від складу цієї суміші газів.

Наприклад, суміш, що містить 10% метану ($t_H = -82^\circ\text{C}$, $P_H = 4,6$ МПа) і 90% пропану ($t_H = +97^\circ\text{C}$, $P_K = 4,2$ МПа), **повністю конденсується** в разі збільшення тиску до 2,0 МПа за температури $+10^\circ\text{C}$. Таким чином метан, для якого $t_H = -82^\circ\text{C}$, за наявності пропану повністю переходить у рідку фазу вже за температури $+10^\circ\text{C}$.

Під час ізобаричного зниження температури конденсація компонентів із високою температурою кипіння супроводжується значно меншим розчиненням і переходом у рідку фазу парів із низькою температурою кипіння.

Зі збільшенням тиску P_H температура, за якої відбувається кипіння й пароутворення робочого тіла T_H , зростатиме.

Отже, **щоб збільшити температуру насичення пари, необхідно підвищити тиск робочого тіла.**

Процес селективної (відповідно до значень T_H) конденсації суміші газів зі зменшенням температури використовують у техніці під час розділення їхньої рідкої фази на окремі компоненти (процес низькотемпературної сепарації).

Рідким нафтопродуктам властива величина **відносної густини**, — d_{20} за температури 20°C . Відносну густину встановлюють за відношенням густини нафтопродукту ρ_H до густини води ρ_B , визначеної за температури $+4^\circ\text{C}$ (1000 кг/м³),

$$d_{20} = \rho_H / \rho_B. \quad (7)$$

Зі збільшенням температури відносна густина нафтопродуктів та інших рідин зменшується. Перераховують густину з температури 20°C на іншу в діапазоні від 0°C до 150°C за формулою:

$$d_t = d_{20} - a \cdot (t - 20^\circ), \quad (8)$$

де t — температура нафтопродукту, $^\circ\text{C}$; a — температурна поправка: для $d_{20} = 0,75 \div 0,8$ величина $a \approx 0,0008$; для $d_{20} = 0,85 \div 0,9$ величина $a \approx 0,0007$.

При термодинамічних розрахунках використовують такі теплові властивості робочих тіл, як:

- **теплоємність C** , кДж/кг·К., кДж/нм³ К., кДж/кмоль·К.;
- **теплота q** , кДж/кг, ккал/кг;
- **робота l** , кДж/кг, ккал/кг;
- **внутрішня енергія U** , кДж/кг, ккал/кг;
- **ентальпія i** , кДж/кг, ккал/кг;
- **ентропія S** , кДж/кг К, ккал/кг·К.;
- **теплота випаровування і конденсації r** , кДж/кг, ккал/кг;
- **теплота згорання палива Q_H^p** , кДж/кг, кДж/нм³, ккал/кг, ккал/нм³.

Усі вказані величини віднесені до 1 кг, або 1 м³ робочого тіла, і тому мають назву **питомі** характеристик.

Питома середня теплоємність робочого тіла (РТ) — кількість теплоти, необхідна для зміни температури 1 кг (масова) C_m , або 1 м³ (об'ємна C'_m) робочого тіла на 1°C від t_1 до t_2 . Залежно від виду термодинамічного процесу, в якому відбувається зміна температури, у розрахунках використовують ізохорну C_{mv} , ізобаричну C_{mp} і політропну C_{mn} теплоємності.

Теплоємність збільшується з підвищенням температури робочого тіла. З огляду на це необхідно розрізнити середню C_m та дійсну C теплоємність.

Якщо величину теплоємності визначають за довідковою літературою як середнє значення в діапазоні зміни температури РТ від t_1 до t_2 , наприклад, згідно із залежністю

$$C_m = a + \frac{b}{2} (t_1 + t_2),$$

де a і b — довідкові сталі для заданого газу, то визначаювана величина C_m є **середньою** питомою теплоємністю в діапазоні змін температури від t_1 до t_2 .

Якщо ж теплоємність визначають за певного значення температури t робочого тіла за умови, що $\Delta t = t_2 - t_1 \rightarrow 0$, відповідно до довідкових залежностей

$$C = a + bt + ct^2,$$

то як C маємо дійсну питому теплоємність. У теплотехнічних розрахунках нелінійні залежності теплоємності від температури з достатньою точністю можна замінити на лінійні виду $C = a + b \cdot t$, наведені в довідковій літературі (додаток 1).

Теплоємність ідеальних газів залежить не тільки від їхньої температури, а й від їхньої атомності й виду процесу.

Теплоємність реальних газів залежить від виду газу, характеру процесу, температури й тиску.

Технічні розрахунки виконують здебільшого за величиною середньої теплоємності.

Для приблизних розрахунків значення середніх теплоємностей C_m газів за невисокої температури беруть, незалежно від температури, згідно з даними таблиць 2 і 3 за величиною мольних середніх теплоємностей μC_m .

Таблиця 2. Значення середніх мольних теплоємностей газів

Газ	Мольна теплоємність μC_m , кДж/кмоль·К.	
	Ізохорна μC_v	Ізобарична μC_p
Одноатомні (Ar, He, Cl...)	12,56	20,93
Двоатомні (N ₂ , O ₂ , CO...)	20,93	29,31
Три- і багатоатомні (CO ₂ , H ₂ O, SO ₂ ...)	29,31	37,68

Основні співвідношення між указаними теплоємностями та деякі залежності для визначення кількості теплоти наведено в таблиці 3.

Якщо розрахунки q виконують через **об'ємну** середню теплоємність C'_m , то питома кількість теплоти q' буде віднесена до 1 м³ і має розмірність кДж/м³.

В адіабатному процесі теплообмін відсутній, і кількість теплоти в такому процесі дорівнює нулю, $q_s = 0$. Таким чином, **теплота — це функція процесу.**

Для m (кг) робочого тіла кількість теплоти розраховують згідно із залежністю

$$Q = m \cdot q = m \cdot C_m(t_2 - t_1), \text{ кДж}, \quad (9)$$

де q — питома кількість теплоти, віднесена до 1 кг РТ, кДж/кг.

Для об'єму V , м³, кількість теплоти визначають через її питому кількість q' , віднесу до 1 м³ робочого тіла

$$Q = V \cdot q' = m \cdot C'_m (t_2 - t_1), \text{кДж},$$

Якщо об'єм РТ (V) виразити через його масу, то можна повернутись до залежності (9)

$$Q = V \cdot \rho \cdot q = m \cdot C_m (t_2 - t_1), \text{кДж},$$

де $m = V \cdot \rho$, кг; ρ — густина робочого тіла за відомих значень тиску P і температури T робочого тіла, кг/м³.

Підставивши в (9) секундні витрати робочого тіла m_c (кг/с), одержимо секундні витрати теплоти, що мають розмірність кДж/с = кВт,

$$Q_c = m_c \cdot C_m (t_2 - t_1), \text{кДж/с (кВт)}.$$

Таблиця 3. Залежності для обчислення середніх питомих теплоємностей і кількості теплоти

Вид теплоємності	Од. вимірювання	Ізохорна C_{mv}	Ізобарична C_{mp}	Політропна C_{mn}	Об'ємна середня C_m	Масова середня C_m
Мольна середня μC_m	$\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{C_{mp}}{C_{mv}} = k$ k — показник адіабати	$C_{mp} - C_{mv} = R \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	R — постійна газова стала	$\mu C_m = C_m \cdot \mu$	$C'_m = C_m \cdot \rho$
Об'ємна середня $C'_m = \mu C_m / 22,4$	$\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$					
Масова середня $C_m = \mu C_m / \mu$	$\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\mu C_{mp} - \mu C_{mv} = R \mu$	$\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль}}$	$C_m = C'_m \cdot v$	—	—
ізохорна, $v = \text{const}, C_{mv}$	$\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	—	$C_{mv} = \frac{C_{mp}}{k}$	$q_v = C_{mv} \cdot (t_2 - t_1), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$		
ізобарична, $P = \text{const}, C_{mp}$	$\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$C_{mp} = C_{mv} \cdot k$		$q_p = C_{mp} \cdot (t_2 - t_1), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$		
політропна, $n = \text{const}, C_{mn}$	$\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$C_{mn} = C_{mv} \left(\frac{n-k}{n-1} \right)$		$q_n = C_{mn} \cdot (t_2 - t_1), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$		

де q — **питома кількість теплоти**, необхідна для зміни температури 1 кг робочого тіла від t_1 до t_2 під час ізохорного q_v , ізобаричного q_p та політропного q_n процесів, у кДж/кг.

Теплоємність, як й інші термодинамічні параметри робочих тіл, можна розділити на дві складові: одну, що залежить тільки від температури, і другу, залежну лише від тиску. Частина, що залежить тільки від температури, розраховують методами статистичної фізики. З огляду на те, що статистичну теорію розробили ще недостатньо (як, наприклад, для рідини), теплоємність визначають експериментально. Складову, залежну від тиску, розраховують за допомогою диференціальних рівнянь термодинаміки.



М.В. Ломоносов

Рідини, як і тверді тіла, у стані, віддаленому від критичної точки, мало стискувані. Так наприклад, зі збільшенням тиску від 0,1 МПа до 100 МПа об'єм води зменшується всього на 4,3 %.

Через незначний коефіцієнт стисливості всі рідини мають дуже велике значення коефіцієнтів, які оцінюють змінення тиску в разі змінення температури за постійного об'єму. Наприклад, для води за температури +50°С величина $(\Delta P / \Delta T)_{V = \text{const}} = 1006 \text{ кПа/К}$. І під час нагрівання води в герметично закритій посудині на $\Delta T = 10 \text{ К} = 10^\circ\text{C}$ тиск води в посудині збільшиться на 10,06 МПа (102,6 кГ/см²). Величина $(\Delta P / \Delta T)_{V = \text{const}}$ мало залежить від температури.

Рідини, як правило, помітно розширюються під час нагрівання. Так, наприклад, для води коефіцієнт об'ємного розширення під $P = \text{const}$ характеризується певними значеннями залежно від температури води (див. табл. 3.1.)

Таблиця 3.1. Температурна залежність коефіцієнта розширення для води за атмосферного тиску $P = 101,3 \text{ кПа}$

Температура води, °С	1	10	20	40	50	60	70	80	90
Коефіцієнт об'ємного розширення $(\Delta V / \Delta t) \times 10^7 \text{ м}^3/\text{кг}\cdot\text{К}$	-0,31	0,94	2,0	3,79	4,57	5,28	5,96	6,61	7,24

Досліджено аномалію коефіцієнта розширення в інтервалі температур від 0 до +4°С: нагрівання води спричиняє зменшення її об'єму. За температури найбільшої густини води (+4°С) і більшою буде величина $(\Delta V / \Delta T)_{P = \text{const}} \geq 0$.

Зі збільшенням тиску теплоємність газів і рідин змінюється дуже мало. Так, для води в разі збільшення тиску від 0,1 МПа до 100 МПа теплоємність зростає всього на 5%. Це призводить до того, що в технічних розрахунках такою залежністю нехтують. Для більшості рідин, як і для газів, теплоємність зростає зі збільшенням температури. Проте для води мінімальне значення теплоємності відзначають за температури +20°С. У таблиці 3.2 наведено значення ізобарних теплоємностей води й деяких рідких нафтових фракцій залежно від температури й густини.

Таблиця 3.2. Ізобарна теплоємність рідких нафтових фракцій і води C_p , у кДж/кг К. за атмосферного тиску $P = 101,3 \text{ кПа}$

№ з/п	Температура рідини, °С	Назва речовини			
		Нафтові фракції з відносною густиною d_{15}^{15}			Вода
		$d_{15}^{15}=0,6$	$d_{15}^{15}=0,8$	$d_{15}^{15}=1,0$	
		$d_{15}^{15}=1,0$	$d_{15}^{15}=1,0$	$d_{15}^{15}=1,0$	
1	0	2,22	1,93	1,68	4,22
2	20	2,31	1,98	1,73	4,18
3	50	2,44	2,1	1,85	4,18
4	100	2,68	2,37	2,16	4,22
5	150	2,94	2,52	2,25	—
6	200	3,15	2,77	2,43	—

Теплота — це енергія, яку робоче тіло отримує або віддає у процесах теплообміну, не виконуючи роботи. За $Q > 0$ теплота отримується, $t_2 > t_1$, а якщо $Q < 0$, — то віддається й $t_2 < t_1$. За $t_1 = t_2$ кількість теплоти $Q = 0$.

Під час теплообміну між кількома РТ або РТ і навколишнім середовищем кількість теплоти, що віддає більш нагріте тіло, Q_1 дорівнює кількості теплоти, яку отримує менш нагріте тіло, Q_2

$$Q_1 = Q_2; Q_1 - Q_2 = 0. \quad (10)$$

Залежність (10) називають **рівнянням теплового балансу**. Це рівняння покладене в основу всіх розрахунків, пов'язаних із передаванням теплоти від одного робочого тіла до другого.

Кількість теплоти, що виділяється під час повного згорання палива, називають **теплотою згорання** палива Q_H^P . За відсутності конденсації водяної пари, яку містять продукти згорання, теплота згорання 1 м³ природного газу становитиме 36000–37000 кДж/м³. Величина теплоти згорання збільшується за наявності в паливі важких вуглеводнів. Величину теплоти згорання використовують, для визначення витрати палива V , м³, згідно з формулою (11) за відомою величиною кількості теплоти Q , кДж, що витрачається для здійснення будь-якого термодинамічного процесу

$$V = \frac{Q}{Q_H^P \cdot \eta} \text{ м}^3, \quad (11)$$

де η — ККД перетворення теплоти згорання палива в теплоту робочого тіла, дол. од.

Робота є однією з форм передачі енергії у термодинамічних процесах, під час яких змінюється об'єм робочого тіла. У разі підведення теплоти Q і розширення РТ робота додатна, що є метою більшості термодинамічних процесів. Зі зменшенням об'єму V і стискуванням РТ — робота від'ємна, що означає витрати зовнішньої роботи. Величину роботи, пропорційну тискові P та зміні об'єму РТ, обчислюють за формулою

$$l = \int_{v_1}^{v_2} P dv \text{ кДж/кг.}, \quad (12)$$

де l — робота в термодинамічному процесі зміни питомого об'єму робочого тіла від v_1 до v_2 , м³/кг; P — тиск у процесі, кПа.

Для маси m , кг, роботу визначають за формулою

$$L = m \int_{v_1}^{v_2} P dv = \int_{V_1}^{V_2} P dV = m \cdot l, \quad \text{кДж.} \quad (13)$$

Щоб одержати максимальну роботу, необхідно підвищувати тиск РТ і вибирати робочі тіла зі значним питомим об'ємом (малою густиною). Формули, за якими визначають величину роботи, залежать від виду термодинамічного процесу (табл. 5).

Робота є функцією процесу.

Внутрішня енергія U , на відміну від роботи, не залежить від виду процесу, а є **функцією термодинамічних параметрів, $U = f(P, v, T)$.**

Для ідеального газу $U = f(T)$, оскільки сили міжмолекулярної взаємодії для ідеального газу відсутні.



Г. Деві

Про наявність зв'язку між роботою й теплою у різні часи заявляли Г. Галілей, Б. Томсон (граф Румфорд), Г. Деві, С. Карно.

У 1927 р., майже 100 років після смерті С. Карно, видано його повний науковий доробок, зокрема опубліковано записник ученого, який зберігав брат видатного фізика. Наукові праці С. Карно свідчать, що уже на початку 20-х рр. XIV ст. учений сформулював закон збереження й перетворення енергії та визначив механічний еквівалент теплоти. За його розрахунками, ця величина становить 370 кГм/ккал, що мало відрізняється від даних, отриманих сьогодні (427 кГм/ккал). Проте трактат Карно свого часу відмовилися друкувати.

Теорія залишається мертвою доти, доки гіпотези є лише словами, їхній зміст не подано мовою цифр і формул.



Р. Клаузіус

У 1873 р. Д. Джоуль продемонстрував, що рідину можна нагріти розмішуючи, витративши 460–423 кГм роботи на 1 ккал одержаної теплоти. Такий самий результат одержав Роберт Майер ще у 1843 р., якого й вважають автором першого закону термодинаміки — закону збереження й перетворення енергії відповідно до теплових процесів. Проте остаточно закінченого вигляду законів еквівалентності теплоти й роботи надав Р. Клаузіус, який сформулював цей закон як перше начало термодинаміки й склав рівняння, відсутнє у працях Карно, Майера, Джоуля (див. розділ 3). Якби С. Карно зміг опублікувати свої результати вчасно, то цей закон став би відомим ще за 20 років до досліджень Майера і Джоуля.

З позицій сучасної фізики, **внутрішня енергія — це сума кінетичної та потенціальної енергії молекул РТ**. Температура T визначає кінетичну енергію руху молекул, а від P і v залежить потенціальна енергія міжмолекулярної взаємодії.

Німецький фізик Р. Клаузіус, автор понять **“внутрішня енергія”** та **“ентропія”**, називав внутрішню енергію U “теплом, що міститься в робочому тілі”, протиставляючи йому Q — “тепло, яке передається до робочого тіла”. Змінити внутрішню енергію робочого тіла можна в разі його взаємодії з іншими тілами або навколишнім середовищем. Під час цього процесу обмін між масами РТ відсутній. Внутрішня енергія змінюється внаслідок підведення або відведення теплоти, виконання над РТ роботи або одночасно шляхом обміну як теплою, так і роботою. Сталого стану робочого тіла з певною внутрішньою енергією можна досягти, комбінуючи кількість теплоти та роботи, що передається до робочого тіла, залишаючи постійною лише їхню суму.

Зміну внутрішньої енергії ΔU_{n-k} у термодинамічних процесах визначають як різницю внутрішніх енергій у кінцевій і початковій точках процесу

$$\Delta U_{k-n} = U_k - U_n = C_{mv} (T_k - T_n). \quad (14)$$

Величину внутрішньої енергії для ідеального газу з температурою t незалежно від виду процесу обчислюють за формулою

$$U = C_{mv} \cdot t, \text{ кДж/кг}, \quad (15)$$

де t — температура ідеального газу, $^{\circ}\text{C}$; C_{mv} — ізохорична середня масова теплоємність газу, кДж/кг·К.

Поняття **“ентальпія”**, яке ввів у термодинаміку Гіббс, розуміють як повну енергію робочого тіла, що складається із внутрішньої енергії U і потенціальної енергії $p v$

$$i = U + p v = U + RT, \text{ кДж/кг}. \quad (16)$$

Ентальпія має розмірність енергії та є **функцією стану**, оскільки залежить від параметрів стану робочого тіла (P, v, T).

Для ідеальних газів силами міжмолекулярної

взаємодії нехтують, тому **ентальпія ідеального газу залежить тільки від температури $i = f(T)$** її визначають за залежністю

$$i = C_{mp} \cdot T, \text{ кДж/кг}, \quad (17),$$

де T — температура робочого тіла за шкалою Кельвіна, К.

Виконуючи практичні розрахунки із водяною парою, температуру приймають за шкалою Цельсія й умовно вважають, що за температури $t = 0^\circ\text{C}$ величина ентальпії РТ матиме нульове значення, $i = 0$. Це зумовлено тим, що вода переходить у тверду фазу за $t = 0^\circ\text{C}$.

Для теплотехнічних розрахунків, як правило, необхідно знати зміну ентальпії $\Delta i = i_k - i_n$, а не її абсолютне значення, тому початок відліку (К чи $^\circ\text{C}$) не впливає на кінцевий результат (Δi).

Для будь-якого термодинамічного процесу можна записувати зміну ентальпії у диференціальній формі

$$di = dU + d(pv) = dU + pdv + vdp. \quad (18)$$

Оскільки $dq = dU + dl$, а $dl = pdv$, то

$$di = dq + vdp, \quad (19)$$

а для ізобаричного процесу, $dp = 0$

$$\begin{aligned} di &= dq, \\ \Delta i &= q = i_k - i_n = C_{mp} \cdot (T_k - T_n), \end{aligned} \quad (20)$$

де i_n, i_k — ентальпія відповідно в початковій та кінцевій точках ізобаричного процесу, кДж/кг.

Ентропію введено в термодинаміку теоретично, оскільки інструментальних методів її вимірювання не існує. Введення ентропії дало змогу встановити зв'язок між температурою робочого тіла та кількістю теплоти й пояснити деякі фізичні явища. Наприклад, як з'ясувати, чому під час фазових переходів реальних РТ підвищення теплоти не спричиняє зміни температури тіла?

Якщо до ідеального робочого тіла спочатку підвести певну кількість теплоти Δq_1 , а потім віддати меншу кількість теплоти Δq_2 холодильнику, то в результаті буде виконано роботу, на яку витрачено теплоту

$$\Delta q_o = |\Delta q_1| - |\Delta q_2|.$$

Теплота й температура нагрівача та холодильника для ідеального теплового двигуна пов'язані залежністю

$$\Delta q_1 / T_1 = \Delta q_2 / T_2, \text{ або } \Delta q_1 / T_1 - \Delta q_2 / T_2 = 0, \quad (21)$$

де знак “-” перед Δq_2 свідчить про те, що робоче тіло віддає теплоту. Таким чином, у термодинамічних процесах ідеального теплового двигуна сталою є не кількість теплоти, одержаної Δq_1 чи втраченої Δq_2 РТ, а інша величина — теплота, що бере участь у процесі, поділена на температуру. З підведенням до РТ теплоти Δq ця величина змінюється на величину ΔS , яку визначають як

$$\Delta S = \Delta q/T, \text{ кДж/кг} \cdot \text{К}. \quad (22)$$

Величину “S” Клаузіус назвав ентропією. Вона характеризує стан робочого тіла, як і P, v, T.

Для будь-якого зворотного ідеального циклу зміна ентропії (інтеграл Клаузіуса) дорівнює нулю

$$\oint dS = 0 \quad (23)$$

Із рівняння (22) зрозуміло, що для зворотного термодинамічного процесу кількість теплоти, підведеної до РТ, визначається залежністю

$$Q = T \cdot \Delta S, \text{ кДж/кг} \cdot \text{К}, \quad (24)$$

де ΔS — зміна ентропії, яку визначають за формулою (25)

$$\Delta S = S_k - S_n = \int_n^k \frac{dq}{T} = \int_n^k \frac{dU + dl}{T} = \int_n^k \frac{C_v dT + pdv}{T},$$

$$\Delta S = C_{mv} \ln(T_k/T_n) + R \ln(v_k/v_n), \quad \text{кДж/кг} \cdot \text{К}. \quad (25)$$

де індекси k і n означають відповідно початок та кінець процесу.

Реальні технічні процеси — незворотні. Щоб повернути РТ у вихідний стан і повторно здійснити цикл, необхідно витратити зовнішню роботу. І якщо теплота Δq_1 передається від гарячого джерела до робочого тіла за температури T_1 і не відновлюється, ентропія РТ або системи після такого процесу збільшується на величину $\Delta q_1/T_1$.

Отже, у незворотних реальних технічних процесах ізольованої системи ентропія зростатиме, і її зміна буде більшою за кількість теплоти, що підводиться до робочого тіла, поділену на абсолютну температуру тіла

$$\Delta S > \Delta q_1/T_1. \quad (26)$$

Енергія системи при цьому зменшується внаслідок її розсіювання. Роботоздатність системи падає на величину

$$\Delta l = T_2 \Delta S. \quad (27)$$

Отже, ентропія збільшується у всіх реальних незворотних процесах розширення робочого тіла, одержання роботи, передавання теплоти, тертя, дифузії тощо. Це — “плата” за одержання роботи чи теплоти. Ентропія ізольованої системи збільшуватиметься до стану максимального значення, а сама система — набуде стану термодинамічної рівноваги, коли в ній припиняться всі незворотні процеси.

Якщо в початковій точці процесу взяти нормальні умови ($T_n = 273 \text{ К}$, $P_n = 101,3 \text{ кПа}$, $v_n = 1/\rho_n$, $\rho_n = \mu/22,4$), то величину ентропії для будь-якого стану робочого тіла з параметрами P_k, v_k, T_k можна визначити за формулою

$$S_k = C_{mv} \cdot \ln(T_k/273) + R \cdot \ln(v_k/v_n) = C_{mv} \cdot \ln(T_k/273) + R \cdot \ln(P_n/P_k), \text{ кДж/кг} \cdot \text{К}. \quad (28)$$

Контрольні запитання

1. Які є види термодинамічних параметрів та одиниці їхнього вимірювання?
2. Як визначити густину газу та відносну густину рідких нафтопродуктів?
3. Яка теплоємність більша — ізобарична чи ізохорична? Проаналізуйте причину відмінності між ними.
4. Як змінюються витрати палива зі збільшенням теплоти його згорання?
5. Які умови необхідно витримати, щоб одержати максимальну роботу в термодинамічних процесах? У якому процесі робота буде відсутня?
6. Доведіть, що внутрішня енергія є функцією стану процесу.
7. Що таке ентальпія RT ? Як визначають ентальпію для ідеального газу?
8. Що характеризує величина зміни ентальпії в ізобаричному процесі?
9. Ентропія є функцією процесу чи стану RT ? Чи залежить величина зміни ентропії від виду термодинамічного процесу? Для якого процесу $\Delta S = 0$?
10. Як визначити теплоту, підведену до робочого тіла у зворотному ізотермічному процесі?
11. Як змінюється ентропія RT у процесах підведення до нього теплоти чи роботи:
а) збільшується; б) зменшується? Поясніть.

Задачі

№1. Стиснутий до 30 ата азот, що міститься у балоні об'ємом $V = 2 \text{ м}^3$, випускають в атмосферу. Початкова температура азоту $+27^\circ\text{C}$. Коли тиск в балоні досягне 10 ата, вентиль в балоні закривають. Температура азоту в ньому зменшується до 17°C .

Визначити масу випущеного азоту.

Розв'язання

Складімо рівняння стану (Клапейрона–Менделєєва) для азоту до й після випускання його з балона зі сталим об'ємом $V = 2 \text{ м}^3$

$$P_n V = m_n \cdot RT_n; \quad P_k V = m_k \cdot RT_k$$

де m_n, m_k — початкова й кінцева маси азоту в балоні. З рівнянь стану маємо

$$m_n = P_n \cdot V / RT_n; \quad m_k = P_k \cdot V / RT_k$$

Тоді масу випущеного в атмосферу азоту визначають за залежністю

$$\Delta m = m_1 - m_2 = \frac{V}{R} \left(\frac{P_n}{T_n} - \frac{P_k}{T_k} \right) = \frac{2}{296,9} \left(\frac{3 \cdot 10^6}{273+27} - \frac{1 \cdot 10^6}{273+17} \right) = 44,7 \text{ кг}$$

де R — газова стала для азоту.

$$R = 8314 / \mu_{N_2} = 8314 / 28 = 296,9, \text{ Дж/кг}\cdot\text{К.}$$

№2. Метан міститься в резервуарі ємністю $V = 50 \text{ м}^3$ за температури $t_n = +20^\circ\text{C}$ і під тиском $P_n = 0,2 \text{ МПа}$. Газу було передано $Q = 5,0 \text{ МДж}$ теплоти за рахунок сонячного випромінювання. Чи призведе це до розриву резервуара, якщо він може витримати тиск не більш ніж $0,25 \text{ МПа}$? Задачу розв'язати за умови, що теплоємність не залежить від температури.

Розв'язання

Внаслідок ізохорного ($V = \text{const} = 50 \text{ м}^3$) нагрівання газу його температура підвищиться до величини t_k , яку визначають за залежністю

$$Q = m_{CH_4} \cdot C_{mv} (t_k - t_n) = \rho_{CH_4} \cdot V \cdot C_{mv} (t_k - t_n), \text{ кДж},$$

$$t_k = t_n + Q / (\rho_{CH_4} \cdot V \cdot C_{mv}), \text{ } ^\circ\text{C},$$

де C_{mv} — масова ізохорична середня теплоємність метану (багатоатомного газу), кДж/кг·К:

$$C_{mv} = \mu C_v / \mu_{CH_4} = 29,31/16 = 1,83, \text{ кДж/кг·К},$$

де μC_v — мольна ізохорична теплоємність метану згідно з таблицею 2;

μ_{CH_4} — маса 1 кіломоля CH_4 , кг;

ρ_{CH_4} — густина CH_4 під абсолютним тиском 0,2 МПа і за температури $t_n = +20^\circ\text{C}$, що визначається за формулою (3)

$$\rho_{CH_4} = \rho_{HY}^{CH_4} \cdot \frac{P_n + P_{БАР}}{P_{БАР}} \cdot \frac{273}{273 + t_n} = 0,714 \cdot \frac{0,3}{0,1} \cdot \frac{273}{293} = 1,99 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

де $\rho_{HY} = \mu_{CH_4} / 22,4$ — густина метану за нормальних умов ($P = 0,1$ МПа, $t = 0^\circ\text{C}$), кг/м³;

$$t_k = 20 + 5000 / (2,35 \cdot 1,99 \cdot 50) = 41,4^\circ\text{C}.$$

Кількість теплоти й кінцеву температуру газу можна розрахувати також через об'ємну теплоємність та об'єм газу за формулами:

$$Q = C'_{mv} \cdot V_{CH_4}^{HY} (t_k - t_n), \text{ кДж};$$

$$t_k = t_n + \frac{Q}{C'_{mv} \cdot V_{CH_4}^{HY}}, \text{ } ^\circ\text{C},$$

де $C'_{mv} = \mu \cdot C_v / 22,4$, кДж/м³·К — об'ємна теплоємність метану, $C'_{mv} = 29,31/22,4 = 1,31$ кДж/м³·К; $V_{CH_4}^{HY}$ — об'єм CH_4 визначають за залежністю:

$$V_{CH_4}^{HY} = V \cdot \frac{P_n + P_{БАР}}{P_{БАР}} \cdot \frac{273}{273 + t_n} = 50 \cdot \frac{0,2 + 0,1}{0,1} \cdot \frac{273}{293} = 139,76 \text{ м}^3.$$

Температура газу після нагрівання

$$t_k = 20 + 5000 / (1,68 \cdot 139,76) = 41,4 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Тиск газу в резервуарі після нагрівання визначають із рівняння стану

$$P_k V = m_k R_{CH_4} T_k;$$

$$P_k = m_k R_{CH_4} T_k / V = \rho_{CH_4} \cdot V \cdot R_{CH_4} T_k / V = 1,99 \cdot 50 \cdot 8314 \cdot (273 + 41,4) / (16 \cdot 50) = 325106 \text{ Па} = 325,1 \text{ кПа} \approx 3,25 \text{ ата} \approx 2,25 \text{ ат} = 0,225 \text{ МПа (надлишковий)}.$$

Тиск у резервуарі внаслідок нагрівання газу сонячним випромінюванням підніметься від 0,2 МПа до 0,225 МПа (надлишковий). Розриву резервуара не відбудеться.

2. СУМІШІ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

До суміші ідеальних газів входять компоненти, які хімічно не взаємодіють і підлягають закону стану ідеального газу.

Склад газової суміші визначається кількістю кожного з компонентів і задається масовою або об'ємною часткою.

Масова частка — це відношення маси окремого газу m_i , що міститься у суміші, до маси всієї суміші m

$$g_1 = m_1 / m; \quad g_2 = m_2 / m; \quad \dots \quad g_n = m_n / m; \quad \sum_{i=1}^n g_i = 1. \quad (29)$$

Об'ємною часткою називають відношення об'єму кожного компонента, що входить до суміші V_i , до об'єму всієї суміші V

$$r_1 = V_1 / V; \quad r_2 = V_2 / V; \quad \dots \quad r_n = V_n / V; \quad \sum_{i=1}^n r_i = 1. \quad (30)$$

Об'ємна і мольна частки рівнозначні.

Тиск газу, який би він мав, якщо б він один містився в усьому об'ємі газової суміші, називають **парціальним тиском газу**.

Тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків компонентів, з яких складається ця суміш (закон Дальтона)

$$\sum_{i=1}^n P_i = P. \quad (31)$$

Парціальний тиск кожного з компонентів суміші визначають за відомим тиском суміші та об'ємною часткою компонентів:

$$P_1 = r_1 \times P; \quad P_2 = r_2 \times P; \quad \dots \quad P_n = r_n \times P. \quad (32)$$

Перераховують частки за залежностями

$$g_i = r_i \times \rho_i / \rho; \quad r_i = g_i \times \rho / \rho_i, \quad (33)$$

де ρ_i і ρ — відповідно густина i -го компонента й суміші газів у $\text{кг}/\text{м}^3$.

Усі термодинамічні функції й параметри суміші газів мають адитивні властивості — характеристики суміші визначають як суму характеристик компонентів, враховуючи частки кожного з компонентів.

Залежності для визначення характеристик суміші наведено в таблиці 4.

Контрольні запитання

1. Визначити парціальний тиск кисню в атмосферному повітрі.
2. Що таке масова й об'ємна частки компонентів суміші газів?
3. Мольна частка CH_4 у складі природного газу становить 0,3. Визначити об'ємну частку CH_4 .
4. Масова частка пропану в суміші газів становить 0,005. Визначіть його об'ємну частку, якщо густина пропану $\rho_{\text{C}_3\text{H}_8} = 2,5 \text{ кг}/\text{м}^3$, а густина суміші $\rho = 0,8 \text{ кг}/\text{м}^3$.

Таблиця 4. Залежності для визначення характеристик суміші газів

Найменування характеристик суміші	Позначення	Од. вимірювання	Залежності для визначення	
			Через об'ємну частку	Через масову частку
Густина	ρ	$\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\sum_{i=1}^n r_i \cdot \rho_i$	$\frac{1}{\sum_{i=1}^n g_i / \rho_i}$
Молекулярна маса	μ	кг	$\sum_{i=1}^n r_i \cdot \mu_i$	$\frac{1}{\sum_{i=1}^n g_i / \mu_i}$
Газова стала	R	$\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\frac{8314}{\sum_{i=1}^n r_i \cdot \mu_i}$	$\sum_{i=1}^n g_i \cdot R_i$
Тиск	P	МПа	$\sum_i P_i = \sum_{i=1}^n r_i \cdot P$	$\sum_{i=1}^n g_i \cdot \frac{R_i}{R} \cdot P$
Масова теплоємність	C	$\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	—	$\sum_{i=1}^n g_i \cdot C_i$
Об'ємна теплоємність	C'	$\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$	$\sum_{i=1}^n r_i \cdot C'_i$	—
Теплота згорання газової суміші	Q^p_H	$\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3}$	$\sum_{i=1}^n r_i \cdot Q^p_{Hi}$	—

Задачі

№1. Об'ємний склад суміші, яку видобувають з нафтової свердловини, містить 60% води і 40% нафти. Густина води $\rho_1 = 1000 \text{ кг/м}^3$, а нафти $\rho_2 = 800 \text{ кг/м}^3$. Масова теплоємність води $C_1 = 4,2 \text{ кДж/кг}\cdot\text{К}$, нафти $C_2 = 1,6 \text{ кДж/кг}\cdot\text{К}$. Визначіть густину суміші, її теплоємність і кількість теплоти для нагрівання $V = 10 \text{ м}^3/\text{год}$ нафти від температури $t_n = +10^\circ\text{C}$ до $t_k = +60^\circ\text{C}$. Тиск у підігрівачі постійний. Теплоємність вважати незалежною від температури.

Розв'язання

Густина суміші "вода-нафта"

$$\rho = \rho_1 \cdot r_1 + \rho_2 \cdot r_2 = 1000 \cdot 0,6 + 800 \cdot 0,4 = 920 \text{ кг/м}^3.$$

Масову частку компонентів суміші з відомими значеннями об'ємної частки визначають за формулою (33)

$$\text{- для води } g_1 = r_1 \cdot \rho_1 / \rho = 0,6 \cdot 1000 / 920 = 0,65 \text{ (65\%);}$$

$$\text{- для нафти } g_2 = r_2 \cdot \rho_2 / \rho = 0,4 \cdot 800 / 920 = 0,35 \text{ (35\%).}$$

Масову теплоємність суміші обчислюють за формулою (5) таблиці 4

$$C = g_1 \cdot C_1 + g_2 \cdot C_2 = 0,65 \cdot 4,2 + 0,35 \cdot 1,6 = 3,3 \text{ кДж/кг}\cdot\text{К}.$$

Кількість теплоти для нагрівання $10 \text{ м}^3/\text{год}$ суміші визначають за залежністю

$$Q = C \cdot V \cdot \rho \cdot (t_k - t_n) = 3,3 \cdot 10 \cdot 920 \cdot (60 - 10) =$$

$$= 1518000 \text{ кДж/год} = 1518000 / 3600 = 421,6 \text{ кВт} = 0,42 \text{ МВт}.$$

№2. Масовий склад горючого природного газу: CH_4 – 90%; C_2H_6 – 6%; CO_2 – 4%.
Визначить теплоту згорання газу. До якого тиску необхідно стиснути газ, щоб за температури $t_k = +50^\circ\text{C}$ і масі $M = 8$ кг він займав об'єм $V_2 = 4$ м³?

$$Q_{\text{CH}_4}^p = 35800 \text{ кДж/нм}^3, \quad Q_{\text{C}_2\text{H}_6}^p = 64400 \text{ кДж/нм}^3.$$

Розв'язання

Визначають густину суміші газів за нормальних умов відповідно до залежності (1) в таблиці 4:

$$\rho^{HY} = \frac{1}{\frac{g_{\text{CH}_4}}{\rho_{\text{CH}_4}} + \frac{g_{\text{C}_2\text{H}_6}}{\rho_{\text{C}_2\text{H}_6}} + \frac{g_{\text{CO}_2}}{\rho_{\text{CO}_2}}} = \frac{1}{\frac{0,9}{0,71} + \frac{0,06}{1,33} + \frac{0,04}{1,96}} = 0,75 \frac{\text{кг}}{\text{нм}^3},$$

$$\text{де } \rho_{\text{CH}_4}^{HY} = \frac{\mu_{\text{CH}_4}}{22,4} = \frac{(12+4)}{22,4} = 0,71 \frac{\text{кг}}{\text{нм}^3};$$

$$\rho_{\text{C}_2\text{H}_6}^{HY} = \frac{\mu_{\text{C}_2\text{H}_6}}{22,4} = \frac{(12 \cdot 2 + 6)}{22,4} = 1,33 \frac{\text{кг}}{\text{нм}^3};$$

$$\rho_{\text{CO}_2}^{HY} = \frac{\mu_{\text{CO}_2}}{22,4} = \frac{(12+16 \cdot 2)}{22,4} = 1,96 \frac{\text{кг}}{\text{нм}^3}.$$

Об'ємний склад суміші за відомим масовим складом розраховують за формулою (33)

$$r_{\text{CH}_4} = g_{\text{CH}_4} \cdot \frac{\rho}{\rho_{\text{CH}_4}^{HY}} = 0,9 \cdot \frac{0,75}{0,71} = 0,95 \text{ (95\%)};$$

$$r_{\text{C}_2\text{H}_6} = g_{\text{C}_2\text{H}_6} \cdot \frac{\rho}{\rho_{\text{C}_2\text{H}_6}^{HY}} = 0,06 \cdot \frac{0,75}{1,33} = 0,035 \text{ (3,5\%)};$$

$$r_{\text{CO}_2} = g_{\text{CO}_2} \cdot \frac{\rho}{\rho_{\text{CO}_2}^{HY}} = 0,04 \cdot \frac{0,75}{1,96} = 0,015 \text{ (1,5\%)}.$$

Перевірка: $\sum r_i = r_{\text{CH}_4} + r_{\text{C}_2\text{H}_6} + r_{\text{CO}_2} = 0,95 + 0,035 + 0,015 = 1,0$.

Теплота згорання газу згідно із законом адитивності

$$Q_H^p = Q_{\text{CH}_4}^p \cdot r_{\text{CH}_4} + Q_{\text{C}_2\text{H}_6}^p \cdot r_{\text{C}_2\text{H}_6} = 35800 \cdot 0,95 + 64400 \cdot 0,035 = 36260, \text{ кДж/нм}^3.$$

Газову сталу компонентів суміші визначають за залежностями

$$R_{\text{CH}_4} = \frac{8314}{\mu_{\text{CH}_4}} = 519,6; \quad R_{\text{C}_2\text{H}_6} = \frac{8314}{\mu_{\text{C}_2\text{H}_6}} = 277,1; \quad R_{\text{CO}_2} = \frac{8314}{\mu_{\text{CO}_2}} = 188,9.$$

Газова стала для суміші газів згідно із законом адитивності

$$R = R_{\text{CH}_4} \cdot g_{\text{CH}_4} + R_{\text{C}_2\text{H}_6} \cdot g_{\text{C}_2\text{H}_6} + R_{\text{CO}_2} \cdot g_{\text{CO}_2} = 519,6 \cdot 0,9 + 277,1 \cdot 0,06 + 188,9 \text{ Дж(кг} \cdot \text{К)} \cdot 0,04 = 491,7, \text{ Дж(кг} \cdot \text{К)}.$$

Абсолютний тиск газу, за якого 4 кг газу будуть займати об'єм 4 м³, визначають із рівняння стану суміші газів

$$P_A V = M RT; P_A = M RT / V, \text{ Па};$$

$$P = P_A = 8 \cdot 491,7 \cdot (273 + 50) / 4 = 317761 \text{ Па} = 317,8 \text{ кПа} \approx 3,18 \text{ ата.}$$

Надлишковий (манометричний) тиск газу становитиме

$$P_{\text{МАН}} = P_A - P_{\text{БАР}} = 317,8 - 101,3 = 216,5 \text{ кПа} \approx 2,16 \text{ ат.}$$

3. ПЕРШИЙ І ДРУГИЙ ЗАКОНИ ТЕРМОДИНАМІКИ

Теплота і робота — це дві форми передавання енергії. Процес їхнього взаємного перетворення відбувається за допомогою робочого тіла. **Закон еквівалентності теплоти й роботи $Q = L$** не слід розуміти так, що під час термодинамічних процесів завжди вся підведена до робочого тіла теплота переходить у роботу. Рівність $Q = L$ справедлива лише в окремих випадках. Процеси взаємного перетворення теплоти й роботи супроводжуються також зміною внутрішньої енергії ΔU , оскільки внаслідок підведення до РТ теплоти збільшуватиметься його температура.

Таким чином, **перший закон термодинаміки** встановлює еквівалентність у взаємперетвореннях теплоти й роботи. Аналітичний вираз першого закону має вигляд:

$$\text{— для 1 кг робочого тіла} \quad q = l + \Delta U, \text{ кДж/кг}; \quad (34)$$

$$\text{— для маси } m, \text{ кг, робочого тіла} \quad Q = L + \Delta U, \text{ кДж}. \quad (35)$$

Теплота, підведена ззовні до робочого тіла, витрачається на роботу зміни об'єму РТ і зміни внутрішньої енергії.

За одиницю роботи й теплоти прийнято 1 Дж. Тому одиницею потужності буде — **1 Дж/с = 1 Вт**. У техніці широко застосовують позасистемну одиницю вимірювання теплової енергії — **калорію (кал)**. **1 кал = 4,187 Дж**, або **1 ккал = 4,187 кДж**. **1 кал відповідає 427 кг м** (механічний еквівалент теплоти). Робота 1 кВт за годину (**1 кВт год**) **відповідає 860 ккал** (тепловий еквівалент кіловат-години). Тоді годинна кількість теплоти — 1 ккал/год — еквівалентна 1,16 Дж/с (Вт), а 1 Вт відповідає 0,857 ккал/год, **1 МВт = 0,857 Гкал/год**.

Із (34) можна одержати

$$\Delta U = U_2 - U_1 = q_{1-2} - l_{1-2}, \text{ кДж/кг}. \quad (36)$$

Це свідчить про те, що **внутрішня енергія РТ може зменшуватись як з відведенням, так і з підведенням теплоти**. Так, якщо під час процесу відбувається розширення робочого тіла, то здійснюється робота $l_{1-2} > 0$, і теплота відводиться від РТ. Якщо при цьому кількість теплоти q_{1-2} , яка підводиться до робочого тіла, буде меншою за роботу ($q_{1-2} < l_{1-2}$), то внутрішня енергія зменшиться, ($U_2 - U_1 < 0$), витрачаючись частково на виконання роботи.

Для РТ, що рухається в каналі довільної форми (для потоку), у перетворенні енергії бере участь не тільки внутрішня енергія, а й потенціальна енергія тиску, прикладеного до потоку, та потенціальна енергія гравітації. Останньою, як правило, нехтують внаслідок її незначних величин. Тоді енергія тіла здатна перетворюватися у

приріст кінетичної енергії так у зовнішню роботу. Кінетична енергія складається із внутрішньої енергії U та потенціальної енергії тиску pv

$$i = U + pv.$$

Цю величину, як показано в (16), називають ентальпією, і вона в потоці (відкритій системі) характеризує повну енергію робочого тіла.

Із (18) можна одержати аналітичний вираз першого закону термодинаміки в диференціальній формі через ентальпію

$$\begin{aligned} dU &= di - d(pv) = di - pdv - vdp, \\ dq &= dU + dl = di - pdv - vdp + pdv, \\ dq &= di - vdp. \end{aligned} \quad (37)$$

Добуток vdp у виразі (37), на відміну від роботи розширення pdv , називають **розрахунковою роботою** та позначають l_0

$$l_0 = - \int_1^2 vdp = v \cdot (p_1 - p_2), \text{ кДж/кг}. \quad (38)$$

Це робота **зовнішніх сил**, що діють на РТ. У закритих системах розрахункова робота витрачається на збереження незмінним об'єму робочого тіла v , обмеженого непружними стінками системи.

Розрахункова робота l_0 дорівнює зміні потенціальної енергії тиску системи.

У відкритих системах (для потоку) розрахункова робота складається із роботи розширення pdv і роботи потенціальної енергії тиску $d(pv)$. Зі зменшенням тиску й потенціальної енергії потоку робота, в яку вона перетворюється, має додатне значення. Стискуючи робоче тіло в потоці, необхідно підвести зовнішню роботу, і вона матиме від'ємне значення.

Залежністю (38) користуються, наприклад, для визначення витрати роботи на стискування пружної рідини (води, нафти, конденсату тощо) в адіабатних умовах ($ds = 0$, $dq = 0$). Зі стискуванням рідин питомий об'єм v практично не змінюється, $v = \text{const}$.

Роботу, що виконується робочим тілом у турбінах або компресорах, також визначають за залежністю (38).

Для потоку робочого тіла перший закон термодинаміки має загальний вигляд:

$$q_{1-2} = (i_2 - i_1) = \left(\frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} \right) + g(h_1 - h_2) + l_{\text{техн}} + l_{\text{тр}}. \quad (39)$$

Таким чином, теплова енергія, підведена до рухомого робочого тіла у каналі, витрачається на:

– зміну кінетичної енергії потоку $\left(\frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} \right)$;

– зміну ентальпії робочого тіла $(i_2 - i_1)$;

– роботу для піднімання РТ із висоти h_1 до h_2 , $g \cdot (h_1 - h_2)$;

(за $h_1 = h_2$ ця робота відсутня)

– виконання технічної роботи або одержання технічної роботи — за наявності в потоці обертових пристроїв. За відсутності таких пристроїв цієї роботи не відбуватиметься, $l_{\text{техн}} = 0$;

– роботу на подолання сил тертя на стінках каналу. За відсутності сил тертя або нехтуванні ними у зворотних процесах $I_{\text{тр}} = 0$.

Другий закон термодинаміки встановлює напрямок перебігу процесів й умови перетворення теплоти в роботу, а також максимально можливу величину роботи.

Неперервне перетворення теплоти в роботу можливе тільки в коловому процесі (замкнутому циклі), за яким працюють теплові двигуни. Для цього цикл повинен складатись з елементарних зворотних процесів, під час яких теплота підводиться до робочого тіла ($dq > 0$, $dS > 0$) і відбувається робота розширення ($dv > 0$, $dl > 0$), а в інших — теплота відводиться ($dq < 0$, $dS < 0$), витрачається зовнішня робота, а РТ стискується ($dv < 0$, $dl < 0$). У результаті робоче тіло повертається у вихідний стан.

Самочинний перехід теплоти від тіла з меншою температурою до тіла з більшою температурою неможливий без компенсації (у вигляді зовнішньої роботи) — таке формулювання **другого закону термодинаміки** відоме під назвою **постулату Клаузіуса**.

Існує ще декілька формулювань другого закону термодинаміки:

- щоб здійснити цикл теплового двигуна, необхідно мати не менше двох джерел теплоти різної температури (гаряче і холодне);

– не може існувати вічний двигун другого роду, в якому теплота тільки підводилася би; неминучим є відведення теплоти до холодного джерела теплоти.

Усі формулювання другого закону термодинаміки справедливі для зворотних ідеальних процесів.



С.Карно

Уперше другий закон термодинаміки сформулював у 1824 р. С. Карно, двадцятьовосьмирічний інженер, у праці “Роздуми про рушійну силу вогню і про машини, які можуть розвивати цю силу”, яка, на жаль, не привернула увагу сучасників. У 1834 р. трактат Карно доопрацював Б. Клапейрон. Опис процесів набув точнішого характеру, з’явилася їхня графічна інтерпретація, що залишається незмінною до нашого часу (див. рис. 1). Однак і в доопрацьованому вигляді ідеї Карно не знайшли послідовників, тому що не надійшов час для їхнього усвідомлення. І тільки через багато років доробок Карно сприйнято. Цьому посприяла праця Р. Клаузіуса, опублікована 1850 р. Разом з дослідженнями Майєра, Джоуля й Томсона вона лягла в основу першого й другого начал термодинаміки. Р. Клаузіус увів поняття “ентропія”, яке пов’язує температуру й кількість теплоти. З’ясувалося, що не можна говорити про кількість теплоти, що міститься в тілі. Тепло переходить у роботу, створюється під час тертя, згорання палива, передається, проте жодної тенденції до збереження не має. Величиною, що зберігається у зворотному циклі, є зовсім інша величина — ентропія.

У реальних процесах наявність будь-якої відмінної від нуля різниці температур $T_1 - T_2 = \Delta T$ між двома тілами взагалі призводить до незворотних процесів — після передавання теплоти від більш нагрітого тіла з температурою T_1 до холодного з температурою T_2 у замкнутій ізольованій системі тіло не може повернутися в початковий стан з температурою T_1 без додаткових витрат роботи.

Таким чином, енергію повернути можна, витративши для цього одержану роботу. Проте зберегти постійною енергією неможливо. Отже, зміна ентропії завжди більша, ніж кількість теплоти, що відводиться до тіла, поділена на абсолютну температуру.

У реальному світі будь-який виграш у роботі, процес передавання теплоти, тертя, теплопровідності, обмін енергією, дифузія обов’язково спричиняє збільшення ентропії.

Ентропія ізольованої системи зростає доти, доки система не набуде стану термодинамічного спокою, коли в ній припиняється всі незворотні процеси.

Друге начало термодинаміки стверджує, що не можна перетворити всю теплоту, підведену до робочого тіла, у роботу, або не можна створити вічний двигун другого роду. Це такий двигун, який працює не на передачі теплоти, а лише за рахунок теплоти гарячого джерела.

Принцип зростання ентропії — це властивість нашого мікросвіту, і цей принцип не можна звести до інших, простіших законів. Принцип зростання ентропії скеровує вектор усіх фізичних процесів у одному напрямку: від минулого до майбутнього, від більшого потенціалу до меншого. Саме життя є формою обміну енергією матерії, під час якого також втілюється глобальний закон зростання ентропії.

Термічний ККД — відношення корисно витраченої теплоти q_o (одержаної роботи l_o) до всієї теплоти, застосованої для реалізації циклу q_1 ; визначає термодинамічну ефективність циклу

$$\eta_t = \frac{q_o}{|q_1|} = \frac{l_o}{|q_1|} = \frac{|q_1| - |q_2|}{|q_1|}, \text{ част. од.}, \quad (40)$$

де q_1 — теплота, підведена в циклі до робочого тіла від гарячого джерела теплоти, кДж/кг;

q_2 — теплота, відведена від РТ до холодного джерела теплоти, кДж/кг.

Найповніше перетворення теплоти в роботу відбувається в ідеальному циклі теплового двигуна — **в циклі Карно**. Цей цикл складається із двох ізотерм ($T_1 = \text{const } 1-2$, $T_2 = \text{const } 3-4$) та двох адіабат ($dq = 0$ 2-3 і 4-1). Зображення таких процесів у складі циклу Карно показано в координатах P - v і T - S на рисунку 1.

Площа під лінією процесу в P - v -діаграмі характеризує роботу процесу, а в координатах T - S площа під лінією процесу означає кількість теплоти, що підводиться (за $dS > 0$) або відводиться ($dS < 0$) у процесі. Для ідеального ізольованого зворотного циклу сума величин зміни ентропії у всіх процесах циклу

$$\sum_{i=1}^n \Delta S = 0.$$

Для циклів реальних теплових двигунів

$$\sum_{i=1}^n \Delta S > 0. \quad (41)$$

Це зумовлено незворотністю довільних природних процесів переходу теплоти від більшої температури до меншої в ході нагрівання РТ і підведення до нього теплоти, а також збільшенням ентропії під час незворотного адіабатного стискування ідеального газу. Нерівність (41) називають **законом збільшення ентропії**.

В ідеальних непримусових (самочинних) процесах, пов'язаних із передаванням енергії від тіл з меншою температурою до тіл із більшою температурою, перетворення енергії відбувається всупереч її природному характеру. У таких процесах ентропія зменшується.

Отже, **величина зміни ентропії $\sum \Delta S$ у циклі характеризує властивість відновлювальної робоздатності робочого тіла й термодинамічної системи**.

У самочинних природних процесах різниця потенціалів зменшується, система наближається до стану рівноваги, зникає можливість системи виконувати роботу, теплота переходить до меншого потенціалу й втрачається у навколишньому середовищі. Система таким чином деградує.

Відповідно до першого закону термодинаміки:

$$q_{1-2} = \Delta U_{1-2} + l_{1-2}; \quad q_{2-3} = 0 = \Delta U_{2-3} + l_{2-3} \quad \text{кДж/кг};$$

$$q_{3-4} = \Delta U_{3-4} + l_{3-4}; \quad q_{4-1} = 0 = \Delta U_{4-1} + l_{4-1} \quad \text{кДж/кг}.$$

Теплота, що буде використана для виконання роботи:

$$q_o = q_{1-2} - |q_{3-4}| = l_o, \quad \text{кДж/кг}.$$

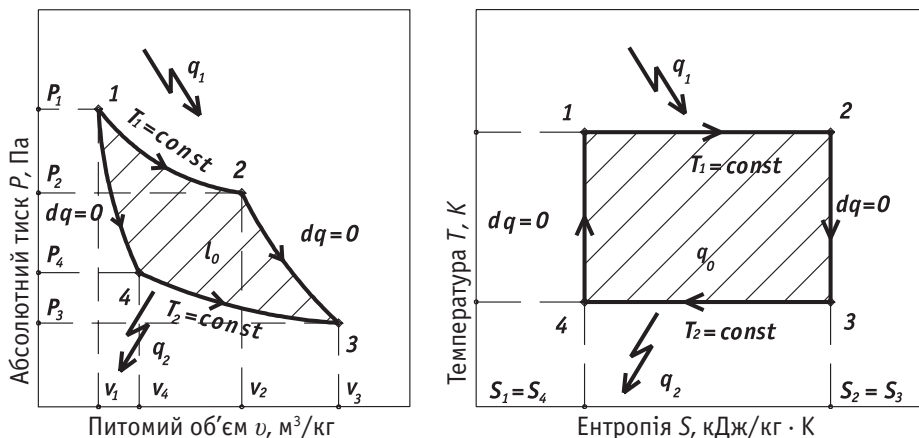


Рис. 1. Цикл Карно в $P-v$ і $T-S$ -координатах

Згідно із $T-S$ -діаграмою

$$q_{1-2} = T_1(S_2 - S_1); q_{3-4} = T_2(S_3 - S_4); S_2 - S_1 = S_3 - S_4, \text{ кДж/кг.}$$

Термічний ККД визначають за формулою

$$\eta = \frac{q_0}{q_1} = \frac{T_1(S_2 - S_1) - T_2(S_3 - S_4)}{T_1(S_2 - S_1)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (42)$$

Отже, цикл Карно має максимально можливий ККД за заданих T_1 та T_2 і не залежить від фізичних характеристик робочого тіла (теорема Карно).

Температура T_2 холодного джерела теплоти визначається, як правило, температурою навколишнього середовища, а температура T_1 обмежена термомеханічними властивостями матеріалу двигуна.

Завдяки теоремі Карно поняття температури в термодинаміці набуло точного змісту. У 1848 р. Томсон з'ясував, що із теореми Карно випливає важливий висновок: якщо робота циклу залежить тільки від температур гарячого й холодного джерел теплоти, то це дає змогу встановити нову температурну шкалу, яка не залежить від властивостей робочого тіла. А цикл Карно при цьому є інструментом, який уможливує вимірювання відношення двох температур T_1 і T_2 як відношення Q_1 і Q_2 :

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}$$

Шкалу температур, визначену в такий спосіб, називають абсолютною шкалою. Єдине, що не дає реальної змоги побудувати таку шкалу, так це практична нездійсненність зворотного циклу Карно.

Термодинамічну температурну шкалу вибрали з однією опорною точкою — потрібною точкою води. Цьому станові рівноваги всіх трьох фаз води відповідає температура $+0,01^\circ\text{C}$ ($273,16\text{ K}$). Звичайний нуль Цельсія міститься на цій шкалі на позначці $273,15\text{ K}$. З огляду на це визначають розмір "кельвіна" як одиниці вимірювання термодинамічної температури T . 1 K — це $1/273,16$ частина термодинамічної температури потрібної (критичної) точки води. Температура, що вимірюється за шкалою Кельвіна, близька за величиною до термодинамічної температури.

Перейшли на нову шкалу в 1954 р. Температури, виміряні за ідеально-газовою шкалою, збігаються з абсолютною термодинамічною температурою, але визначаються із теореми Карно.

Згідно з ідеально-газовою шкалою температуру обчислюють за рівнянням Клапейрона, складеного для 1 кг ідеального газу:

$$pv = RT,$$
$$T = \frac{pv}{R}.$$

Відповідно до такого підходу величину одного градуса можна визначити за таким підвищенням температури, за якого тиск газу за $v = \text{const}$ збільшується на певну постійну величину. Враховуючи, що тиск ідеального газу згідно з рівнянням Клапейрона лінійно змінюється із температурою за $v = \text{const}$, ми одержуємо шкалу, яка практично не залежить від фізичних властивостей робочого тіла в термометрі.

Під час побудови шкали на практиці використовують гази з незначною величиною густини — це наближає їх до властивостей ідеального газу, але узалежнює шкалу від властивостей термодинамічної речовини. Використання ідеально-газової шкали в діапазоні температур від 10 до 1336 К дає задовільні результати під час практичних розрахунків.

Контрольні запитання

1. Які є одиниці вимірювання теплоти, роботи, внутрішньої енергії?
2. За яких умов внутрішня енергія робочого тіла буде зменшуватись, а теплота буде підводитися до РТ?
3. Теплову потужність печі $N = 860$ кВт перевести у ккал/год.
4. Сформулювати перший закон термодинаміки для потоку газу. Записати рівняння першого закону для горизонтальної ділянки труби за відсутності в ній обертових пристроїв та нехтування силами тертя.
5. Що таке вічний двигун другого роду?
6. Як змінюється ентропія в циклі зворотних ідеальних процесів і незворотних реальних процесів?
7. Як визначають термічний ККД теплового двигуна? Яким чином можна збільшити ККД двигуна?
8. Сформулювати другий закон термодинаміки.
9. Як змінюється ентропія у самочинних природних процесах і примусових процесах, які відбуваються всупереч природним явищам?
10. Дати характеристику циклу Карно.

4. ПРОЦЕСИ ЗМІНИ ПАРАМЕТРІВ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ

Основні цілі вивчення процесів зміни параметрів ідеального газу:

- виявити закономірності зміни основних параметрів стану робочого тіла (P, v, T);
- визначити основні характеристики процесів ($i, \Delta S, l, q, \Delta U$);
- з'ясувати особливості реалізації умов першого закону термодинаміки.

Основними термодинамічними процесами є:

- ізохорний за постійного об'єму газу, $v = \text{const}$;
- ізобаричний під постійним тиском газу, $P = \text{const}$;

- ізотермічний за постійної температури газу, $T = \text{const}$;
- адіабатний за відсутності підведення й відведення теплоти, $dq = 0$, $P \cdot v^k = \text{const}$;
- політропний, реальні процеси, що проходять зі зміною всіх можливих параметрів згідно з рівнянням:

$$P \cdot v^n = \text{const}, \quad (43)$$

де n — показник політропи, постійна величина для заданого процесу.

Основні термодинамічні закони встановлено для наведених вище процесів за умов їхнього **рівноважного й зворотного перебігу**.

Рівноважним є процес, під час якого стан системи або робочого тіла характеризується сталими термодинамічними параметрами як в об'ємі, так і в часі, а також відсутністю енергетичного обміну. За наявності РТ із різними термодинамічними параметрами (P , v , T) процес не може бути рівноважним і зворотним.

Зворотні процеси можуть відбуватися лише за нескінченно малих перепадів ΔP , Δv , ΔT і не супроводжуються незворотними змінами в системі; їх зображують в координатах $P - v$ і $T - S$ однією лінією в прямому й зворотному напрямках. Здійснивши такі процеси, система повністю відновлює свій енергетичний стан та повертається в початковий стан. У зворотних процесах виконується максимально можлива робота. **Проте всі реальні процеси не зворотні й не рівноважні.**

Тільки за перепаду температур $\Delta T > 0$ стають можливими передавання теплоти й виконання роботи. Термічно врівноважена система може виконувати роботу лише доти, доки не настане термічна рівновага.

У діаграмах $P-v$ і $T-S$ зазначені процеси зображено лініями, показаними на рисунку 2.

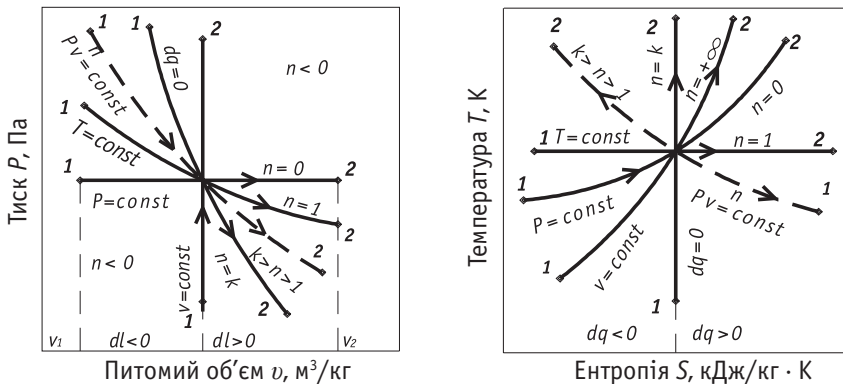


Рис. 2. Процеси зміни параметрів ідеального газу в $P-v$ та $T-S$ -координатах

Адiabатний процес характеризується тим, що в ньому не відбувається зміни ентропії, $\Delta S = 0$. Тому цей процес називають ізоентропним. Для політропного процесу показник ступеня n у формулі (43) змінюється від $+\infty$ до $-\infty$.

Основні характеристики процесів визначають згідно із залежностями, наведеними у таблиці 5. Індексами “ k ” і “ n ” у таблиці позначено кінцевий та початковий стани робочого тіла.

Таблиця 5. Визначення основних характеристик термодинамічних процесів

№	Назва процесу	Рівняння процесу	Кількість теплоти $Q, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$	Робота $l, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$	При- мітки
1	Ізохорний $v = \text{const}$ $n = \infty$	$v = \text{const}$ $\frac{P_n}{P_k} = \frac{T_n}{T_k}$	$C_{mv} (T_k - T_n)$	0	$C_{mv},$ $(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}})$ T_n, T_k (К)
2	Ізобарний $P = \text{const}$ $n = 0$	$P = \text{const}$ $\frac{v_n}{v_k} = \frac{T_n}{T_k}$	$C_{mp} (T_k - T_n)$	$P(v_k - v_n)$	$C_{mp},$ $(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}})$ T (К)
			$i_k - i_n$	$R(T_k - T_n)$	
3	Ізотермічний $T = \text{const}$ $n = 1$	$T = \text{const}$ $\frac{P_n}{P_k} = \frac{v_k}{v_n}$	$q=l$ $\Delta U=0$	$RT \cdot \ln(v_k/v_n)$	R $(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}})$ v $(\text{м}^3/\text{кг})$ P (Па)
			$T(S_k - S_n)$	$P_n v_n \cdot \ln(P_n/P_k)$	
4	Адiabатний $dq = 0$ $dS = 0$ $n = k$ $k = \frac{C_p}{C_v}$ $Pv^k = \text{const}$	$\frac{P_n}{P_k} = (\frac{v_k}{v_n})^k$ $\frac{T_n}{T_k} = (\frac{v_k}{v_n})^{k-1}$ $\frac{T_n}{T_k} = (\frac{P_n}{P_k})^{\frac{k-1}{k}}$	0	$i_k - i_n$	$S_n = S_k$ P (Па) T (К) v $(\text{м}^3/\text{кг})$ R $(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}})$
				$\frac{P_n v_n}{k-1} \left[1 - (\frac{v_n}{v_k})^{k-1} \right]$	
				$\frac{R}{k-1} (T_n - T_k)$	
				$\frac{P_n v_n}{k-1} \left[1 - (\frac{P_k}{P_n})^{\frac{k-1}{k}} \right]$	
5	Політропний $C_v = \text{const}$ $Pv^n = \text{const}$ $-\infty < n < \infty$	$\frac{P_n}{P_k} = (\frac{v_k}{v_n})^n$ $\frac{T_n}{T_k} = (\frac{v_k}{v_n})^{n-1}$ $\frac{T_n}{T_k} = (\frac{P_n}{P_k})^{\frac{n-1}{n}}$	$C_{mv} \frac{n-k}{n-1} \times$ $\times (T_k - T_n)$	$\frac{R}{n-1} (T_n - T_k)$ $\frac{P_n v_n}{n-1} \left[1 - (\frac{v_n}{v_k})^{n-1} \right]$ $\frac{RT_n}{n-1} \left[1 - (\frac{P_k}{P_n})^{\frac{n-1}{n}} \right]$	P (Па) T (К) v $(\text{м}^3/\text{кг})$ R $(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}})$

Незалежні від виду процесу величини зміни ентропії $\Delta S = S_K - S_n$, ентальпії $\Delta i = i_K - i_n$ та внутрішньої енергії $\Delta U = U_K - U_n$ визначають за формулами відповідно (25), (28), (20), (14).

Аналіз характеристик для різних термодинамічних процесів дає змогу дійти таких висновків:

- під час ізохорного процесу робота не виконується, а вся відведена теплота витрачається на зміну внутрішньої енергії

$$q = \Delta U = C_{mv} \cdot (T_K - T_n);$$

- збільшення тиску робочого тіла за $v = \text{const}$ зумовлює пропорційне підвищення температури PT ;

- теплота, що підводиться до робочого тіла під час ізобарного процесу, спричиняє збільшення ентальпії та витрачається як на зміну внутрішньої енергії, так і на виконання роботи

$$q = i_K - i_n = C_{mp} \cdot (T_K - T_n) = l + \Delta U;$$

- внутрішня енергія та ентальпія під час ізотермічного процесу не змінюються. Теплота, підведена до робочого тіла, витрачається тільки на виконання роботи. Ізотермічний процес є одним із найефективніших

$$\Delta T = 0; \quad \Delta U = 0; \quad \Delta i = 0; \quad q = l;$$

- під час адіабатного (ізоентропного) процесу робота виконується в результаті зміни внутрішньої енергії PT . Зовнішній теплообмін у процесі відсутній

$$- \Delta U = l; \quad dq = 0;$$

- під час політропного процесу стан ідеального газу змінюється за постійного значення теплоємності; незмінним залишається також розподіл теплоти між роботою та внутрішньою енергією.

Політропи, рівняння яких є $Pv^n = \text{const}$, у координатах $P-v$ і $T-S$ зображають кривими, характер яких залежить від показника політропи n . На рисунку 2 видно, що **за вказаних значень $k > n > 1$ підведення теплоти до робочого тіла супроводжується зниженням його температури**. У зв'язку з цим **теплоємність у таких процесах матиме від'ємне значення**. Тим часом для політропних процесів з $k < n < 1$ знаки зростання температури ΔT і кількості теплоти q збігаються, а теплоємність — додатна. Зростає температура також під час підведення теплоти в ізохорному й ізобарному процесах (див. процеси за $n = \infty$ і $n = 0$ на рис. 2).

За $n = k$ (адіабатний процес) температура PT змінюється найінтенсивніше — графік адіабатного процесу виглядає як пряма лінія, паралельна координаті температури. Цей процес відбувається взагалі без підведення теплоти й без теплообміну.

Зміна внутрішньої енергії, незалежно від виду процесу, адекватна зміні температури. За $\Delta T > 0$, $\Delta U > 0$, а за $\Delta T < 0$, $\Delta U < 0$.

Робота розширення PT залежить від виду термодинамічного процесу й показника політропи n . Найбільшу частку на одиницю підведеної теплоти перетворити в ро-

боту можна під час ізотермічного процесу за $n = 1$. Зі збільшенням показника політропи до $1 < n < k$ і далі до $+\infty \geq n > k$ робота розширення зменшується та за $n = \infty$ (ізохорний процес) робота стає рівною нулю.

Отже, вид термодинамічних процесів, за якими змінюються параметри РТ у реальних технічних пристроях і теплових двигунах, суттєво впливає на ефективність їхньої роботи, зокрема на величину ККД, витрати палива й на можливість досягнення потрібних параметрів функціонування цих пристроїв та двигунів.

Контрольні запитання

1. Назвати найвигідніші термодинамічні процеси перетворення теплоти в роботу.
2. Які процеси називають рівноважними і зворотними? Що є характерною ознакою рівноважних і зворотних процесів?
3. Чому в адіабатному процесі ентропія не змінюється, а $\Delta S = 0$?
4. Зобразити в координатах P – v та T – S політропні процеси з показником політропи $n < 1$, $n > k$, $n = 0$.
5. Показати в координатах T – S діаграми ізобарний та ізохорний процеси. Пояснити взаємне розташування показаних на графіку кривих.
6. Написати залежність для визначення основних характеристик термодинамічних процесів.
7. Як визначають теплоту, що підводиться під час ізохорного процесу?
8. Під час якого процесу температура РТ у разі розширення газу зі зменшенням його тиску буде меншою: адіабатичного за $k = 1,3$ чи політропного за $n = 1,8$?
9. За рахунок чого виконується робота, якщо не підводиться теплота під час адіабатного процесу?
10. За якого значення показника політропи зростання температури у процесі буде супроводжуватись зменшенням кількості теплоти, а теплоємність стане від'ємною? (за $1 < n < k$).
11. За якого значення показника політропи зниження температури у процесі супроводжується збільшенням кількості теплоти? ($1 < n < k$).
12. Визначте об'єм, який займатиме 1 м^3 повітря під час його ізобарного нагрівання від 20°C до 100°C . Як зміниться об'єм у разі політропного нагрівання в межах такого самого температурного перепаду, якщо показник політропи $n = 1,6$?

Задачі

№1. Заданий газовий цикл представлено на рисунку 3. Робоче тіло — повітря. Цикл складається з 4-х термодинамічних процесів:

Визначити:

1. Параметри стану для основних точок циклу: $P_2 = ?$, $P_3 = ?$, $P_4 = ?$, $t_3 = ?$, $v_1 = ?$, $v_2 = ?$, $v_3 = ?$, $v_4 = ?$
2. Побудувати цикл на міліметровому папері у масштабі в координатах P – v і T – S . Кожен процес побудувати по двох–трьох проміжних точках.
3. Для кожного процесу знайти ΔU , ΔI , ΔS , q , l , l_0 .

- Визначити результату роботу циклу та термічний ККД циклу.
- Розрахувати витрати теплоти й рідкого палива з теплою згорання $Q^p_H = 39000$ кДж/кг на одержання 1 кДж/кг корисної роботи в циклі.
- Визначити годинні витрати теплоти, якщо витрати робочого тіла в циклі становлять $M = 4000$ кг/год.

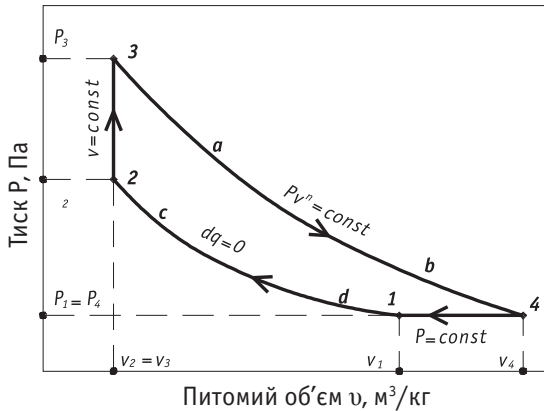


Рис. 3. Газовий цикл у P - v -координатах:

1–2 — адіабатний процес $dq = 0$; 2–3 — ізохорний, $v = \text{const}$;
 3–4 — політропний, $Pv^n = \text{const}$;
 4–1 — ізобарний, $P = \text{const}$.
 Задані деякі параметри стану повітря:
 $P_1 = 1$ ата, $t_1 = 0^\circ\text{C}$,
 $t_2 = 160^\circ\text{C}$,
 $t_4 = 65^\circ\text{C}$.
 Показник політропи $n = 1,3$

Розв'язання

1. Визначення невідомих параметрів стану робочого тіла (повітря):

Для точки 1 відомо два параметри: тиск $P_1 = 1$ ата й температура $t_1 = 0^\circ\text{C}$,
 $T_1 = 0 + 273 = 273$ К.

Згідно з рівнянням стану для точки 1 визначаємо невідомий питомий об'єм v_1 :

$$P_1 v_1 = RT_1$$

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{287 \cdot 273}{0,98 \cdot 10^5} = 0,8 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$$

де R — газова стала для повітря $R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{29} = 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

P_1 — тиск газу в точці 1. $P_1 = 1$ ата = $0,98 \cdot 10^5 = 0,098$ МПа;

μ — молекулярна маса повітря, кг.

Процес 4–1 є ізобарним, тому тиск у точках 1 і 4 буде однаковим, $P_1 = P_4 = 0,98 \cdot 10^5$ Па. Встановлюємо питомий об'єм за точкою 2. Відомо, що $t_2 = 160^\circ\text{C}$ ($T_2 = 60 + 273 = 433$ К).

Процес 1–2 проходить адіабатно. Записуємо рівняння адіабати 1–2 і з нього визначаємо v_2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}; \quad v_2 = v_1 \cdot \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{k-1} = 0,8 \left(\frac{273}{433}\right)^{1,41-1,0} = 0,246 \text{ м}^3/\text{кг},$$

де k — показник адіабати, приймається для повітря $k = 1,41$.

Щоб визначити третій параметр стану P_2 за двома відомими T_2 і v_2 , записуємо для точки 2 рівняння стану: $P_2 v_2 = RT_2$:

$$P_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{287 \cdot 433}{0,246} = 505167 \text{ Па} = 505,2 \text{ кПа.}$$

Визначаємо питомий об'єм v_4 у точці 4 з рівняння ізобарного процесу 4–1

$$\frac{v_1}{v_4} = \frac{T_1}{T_4}; v_4 = v_1 \cdot \frac{T_4}{T_1} = 0,8 \cdot \frac{(65 + 273)}{273} = 0,99 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Процес 2–3 є ізохорним за умовою задачі, тому $v_2 = v_3 = 0,246 \text{ м}^3/\text{кг}$; тоді для точки 3 відомо $v_3 = 0,246 \text{ м}^3/\text{кг}$. Щоб визначити температуру T_3 у точці 3, застосовують рівняння політропи, що характеризує процес 3–4

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{n-1}; T_3 = T_4 \cdot \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{n-1} = 338 \left(\frac{0,99}{0,246}\right)^{1,3-1,0} = 511 \text{ К.}$$

Щоб встановити P_3 , використовуємо рівняння стану

$$P_3 v_3 = RT_3;$$

$$P_3 = \frac{RT_3}{v_3} = \frac{287 \cdot 511}{0,246} = 596166 \text{ Па} = 596,2 \text{ кПа.}$$

Величини ентальпії “ i ” та внутрішньої енергії “ U ” для такого циклу визначають відповідно до таких залежностей: $U = C_{mv} \cdot t$; $i = C_{mp} \cdot t$,

де C_{mv} і C_{mp} — відповідно ізохорна й ізобарна масові середні теплоємності повітря, які обчислюють за відомими значеннями мольних теплоємностей за допомогою таблиці 2

$$C_{mv} = \frac{\mu C_v}{\mu} = \frac{20,9}{29} = 0,71 \text{ кДж/кг} \cdot \text{гр.}; C_{mp} = \frac{\mu C_p}{\mu} = \frac{29,3}{29} = 1,005 \text{ кДж/кг} \cdot \text{гр.}$$

Наприклад:

$$U_1 = C_{mv} \cdot t_1 = 0; U_2 = C_{mv} \cdot t_2 = 0,71 \cdot 160 = 114 \text{ кДж/кг};$$

$$i_1 = C_{mp} \cdot t_1 = 0; i_2 = C_{mp} \cdot t_2 = 1,005 \cdot 160 = 160,5 \text{ кДж/кг.}$$

Одержані результати розміщують у таблиці 6.

Щоб визначити допоміжні точки, будуючи цикли в координатах P – v та T – S , використовують рівняння, наведені в таблиці 5, відповідно до процесів, зазначених у завданні.

Таблиця 6. Параметри стану точок циклу

Точки	Параметри				
	P , кПа	v , м ³ /кг	T , К	U , кДж/кг	i , кДж/кг
1	98	0,8	273	0	0
2	505,2	0,246	433	113,9	160,5
3	596,2	0,246	511	169,5	239,0
4	98	0,99	338	46,2	65,1
a	316,9	0,4	442	–	–
d	144,9	0,6	303	–	–

Наприклад, щоб одержати проміжну точку a на політропному процесі 3–4, складемо рівняння політропного процесу для точок 3 і точки a . Задаємо довільне значення питомого об'єму v_a в інтервалі від $v_3 = 0,246$ до $v_4 = 0,99$ м³/кг і визначаємо відповідне значення тиску в точці a

$$\frac{P_3}{P_a} = \left(\frac{v_a}{v_3}\right)^n; P_a = P_3 \cdot \left(\frac{v_3}{v_a}\right)^n = 596,2 \cdot \left(\frac{0,246}{0,4}\right)^{1,3} = 316,9 \text{ кПа.}$$

Параметри проміжної точки d отримують за рівнянням адіабатного процесу для точок 2 і d

$$\frac{P_3}{P_d} = \left(\frac{v_d}{v_2}\right)^k; P_d = P_3 \cdot \left(\frac{v_2}{v_d}\right)^k = 505,2 \cdot \left(\frac{0,246}{0,6}\right)^{1,41} = 144,9 \text{ кПа.}$$

Аналогічно обчислюють параметри точок b і c .

3. Визначення характеристик процесів циклу.

Визначаючи величини ΔU , Δi , ΔS , q , l , l_0 розрахункові залежності вибирають з таблиці 5.

Для адіабатного процесу 1–2

$$\Delta U = U_2 - U_1 = 113,9 - 0 = 113,9 \text{ кДж/кг; } \Delta i = i_2 - i_1 = 160,5 - 0 = 160,5 \text{ кДж/кг;}$$

$\Delta S = S_2 - S_1 = 0$, оскільки для адіабати $S = \text{const}$; $q = 0$, як для адіабатного процесу;

$$l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{287}{1,4-1} (273 - 433) = -114800 \text{ Дж/кг} = -114,8 \text{ кДж/кг;}$$

$$q = \Delta i + l_0, \text{ але } q = 0; \quad l_0 = -\Delta i = -160,5 \text{ кДж/кг.}$$

Правильність розрахунку перевіряють відповідно до першого закону термодинаміки:

$$q = \Delta U + l; q = 0; l = -\Delta U; \quad -114 = -113,9 \pm 5\%$$

Для ізохорного процесу 2–3

$$q = C_{mv} \cdot (T_3 - T_2) = 0,71 \cdot (511 - 433) = 55,6 \text{ кДж/кг;}$$

$$\Delta U = U_3 - U_2 = 169,5 - 113,9 = 55,6 \text{ кДж/кг; } \Delta i = i_3 - i_2 = 239,7 - 160,5 = 78,5 \text{ кДж/кг;}$$

$$\Delta S = S_3 - S_2 = C_v \cdot l_n \frac{T_3}{T_2} + R \cdot l_n \frac{v_3}{v_2} = C_v \cdot l_n \frac{T_3}{T_2} = 0,71 \cdot l_n \frac{533}{433} = 0,117 \text{ кДж/кг гр.}$$

$l = 0$ для ізохорного процесу.

Перевірка згідно з першим законом термодинаміки:

$$q = \Delta U = U_3 - U_2 = 55,6 \text{ кДж/кг.}$$

Розрахункова робота

$$l_0 = q - \Delta i = 55,6 - 78,5 = 22,9 \text{ кДж/кг;}$$

Для політропного процесу 3–4

$$\Delta U = U_4 - U_3 = 46,2 - 169,5 = -123,3; \Delta i = i_4 - i_3 = 65,1 - 239,0 = -173,9 \text{ кДж/кг};$$

$$q = C_v \frac{n-k}{n-1} (T_4 - T_3) = 0,71 \frac{1,3 - 1,41}{1,3 - 1,0} (338 - 511) = 46,2 \text{ кДж/кг}$$

$$\Delta S = S_4 - S_3 = C_p \cdot l_n \frac{T_4}{T_3} + R \cdot l_n \frac{P_4}{P_3} = 1,005 \cdot l_n \frac{338}{511} + 287 \cdot l_n \frac{596,2}{98} = 0,096 \text{ кДж/кг К.}$$

$$l = \frac{1}{n-1} P_3 v_3 \left[1 - \left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{1}{1,3-1,4} 596,2 \cdot 0,246 \cdot \left[1 - \left(\frac{98}{596,2} \right)^{\frac{1,3-1,4}{1,3}} \right] = +169,5 \text{ кДж/кг}$$

Розраховувану роботу процесу 3–4 визначаємо з першого закону термодинаміки

$$l_0 = q - \Delta i = 46,2 - (-173,9) = 220,1 \text{ кДж/кг.}$$

Перевірка згідно з першим законом термодинаміки

$$l = q - \Delta u = 46,2 - (-123,3) = 169,5 \text{ кДж/кг.}$$

Для ізобарного процесу 4–1

$$\Delta U = U_1 - U_4 = 0 - 46,2 = -46,2 \text{ кДж/кг}; \Delta i = i_1 - i_4 = 0 - 65,1 = -65,1 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta S = S_1 - S_4 = C_p \cdot l_n \frac{T_1}{T_4} = 1,005 \cdot l_n \frac{273}{338} = -0,212 \text{ кДж/кг К.}$$

$$q = C_p (T_1 - T_4) = 1,005 \cdot (273 - 338) = -65,1 \text{ кДж/кг};$$

$$l = p \cdot (v_1 - v_4) = 98 \cdot (0,8 - 0,99) = -19,0 \text{ кДж/кг.}$$

Розрахункова робота в ізобарному процесі 4–1 дорівнює нулю: $l_0 = 0$.

Перевірка згідно з першим законом термодинаміки:

$$l = q - \Delta u = -65,1 + 46,2 = -18,9 \text{ кДж/кг};$$

Одержані результати розміщують у таблиці.

Таблиця 7. Визначення характеристик процесів

Процес	ΔU , кДж/кг	Δi , кДж/кг	ΔS , кДж/кг·К	q , кДж/кг	l , кДж/кг	l_0 , кДж/кг
1–2	113,9	160,5	0	0	-114,8	160,5
2–3	55,6	78,5	0,117	55,6	0	22,9
3–4	-123,3	-173,9	0,096	46,2	169,5	220,1
4–1	-46,2	-65,1	-0,212	-65,1	-19,0	0
Перевірка 1	$\Sigma \Delta U = 0$	$\Sigma \Delta i = 0$	$\Sigma \Delta S = 0,001$ (0,5%)	$\Sigma q = 36,7$	$\Sigma l = 1_{\text{кор}} = 37,5$	

Перевірка: $\sum q = \sum l \pm 2\%$, що менше за 5%.

Загальна кількість підведеної теплоти (витрати теплоти) в циклі як сума величин q для процесів, у яких $q > 0$

$$q_{\text{підв}} = 55,6 + 46,2 = 101,8.$$

Годинна кількість підведеної теплоти за витрат робочого тіла в циклі $M = 4000$ кг/год (0,11 кг/с)

$$Q = q \cdot M = 1,1 \cdot 101,8 = 112 \text{ кВт}.$$

Питомі витрати теплоти на виробництво 1 кДж/кг корисної роботи в циклі

$$q_{\text{ном}} = \frac{q_{\text{підв}}}{L_{\text{кор}}} = \frac{101,8}{33,2} = 3,2 \text{ кДж/кг}.$$

Годинні витрати палива з теплою згорання = 39000 кДж/кг для виконання циклу

$$B = \frac{Q \cdot 3600}{Q^p_H} = \frac{112 \cdot 3600}{39000} = 10,3 \text{ кг/год}.$$

№2. Із повітря масою 5 кг за постійного об'єму відводиться 1800 кДж теплоти, при цьому тиск повітря зменшується у три рази. Визначити температуру повітря після охолодження.

№3. Два процеси характеризуються показниками політропи $n_1 = 1,7$, $n_2 = 0,7$. За якого значення n температура збільшуватиметься під час стискування, а за якого — зменшуватись?

№4. Вентилятор повинен подавати в палиник печі 1000 м³/год повітря (за нормальних умов) для забезпечення процесу згорання палива. Дійсна температура повітря, що подається до палиника, становить 250°C, а тиск — 3 кПа. На які дійсні витрати повітря необхідно добирати вентилятор печі?

№5. Визначити показник політропи, відведену кількість теплоти, зміну внутрішньої енергії й витрачену роботу, якщо під час стискування 18 м³ повітря від тиску 0,1 МПа до 0,8 МПа об'єм повітря зменшився у 6 разів.

№6. Під час політропного розширення 1 кг метану з показником політропи $n = 1,25$ його тиск зменшується від 20 МПа до 1,6 МПа. Початкова температура повітря становить 20°C. Визначити параметри повітря після розширення, питому зміну внутрішньої енергії, ентальпії, кількість теплоти й роботу розширення процесу.

№7. У певному термодинамічному процесі початкові параметри 1 кг повітря становлять: $P_1 = 0,1$ МПа, $t_1 = +20^\circ\text{C}$. Кінцевий тиск повітря $P_2 = 0,3$ МПа; відношення кількості теплоти процесу до роботи дорівнює 6,5. Визначити температуру повітря у кінцевому стані.

5. РІВНЯННЯ СТАНУ РЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Усі реальні гази більшою чи меншою мірою відрізняються від ідеальних газів, які описує рівняння стану ідеального газу Клапейрона $Pv = RT$. Зі збільшенням тиску, густини і зменшенням температури реального газу ці відхилення стають значними. Реальні гази, на відміну від ідеальних, можуть переходити в рідкий стан, перебувати у дво-

фазному стані вологого газу. Питомий об'єм газів при цьому суттєво зменшується (у 20–100 разів), і рівняння стану не відображає справжнього зв'язку між параметрами.

Щоб оцінити ступінь відхилення дійсного закону зв'язку між параметрами від рівняння Клапейрона, у технічних розрахунках використовують експериментально визначуваний коефіцієнт стиснення газу z . Тоді рівняння стану набуває вигляду

$$Pv = ZRT; \quad Z = \frac{Pv}{RT}. \quad (43)$$

Для ідеального газу $Z = 1$. Величина Z залежить від виду газу, його тиску й температури. У додатку наведено графіки для визначення коефіцієнта стиснення для вуглеводнів, зокрема для їхньої суміші.

Існують й інші рівняння стану реальних газів. Найвідомішим є рівняння Ван-дер-Ваальса:

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = RT, \quad (44)$$

де a і b — константи, які враховують сили міжмолекулярної взаємодії та об'єм, що займають молекули. Рівняння Ван-дер-Ваальса дає задовільні результати, які збігаються з реальними даними для газів малої густини, але для важких вуглеводнів дає похибку 5–10% залежно від величини тиску й температури. Крім того, рівняння (44) не можна використовувати для двофазного стану робочого тіла.

Найточнішим для водяної пари є рівняння Вукаловича–Новикова, покладене в основу розрахунку термодинамічних таблиць і діаграм водяної пари [1].

Найбільші відмінності властивостей ідеального й реального газів відзначаються **за критичних параметрів газу** ($T_{кр}$, $P_{кр}$, $v_{кр}$). **Ця точка є верхньою межею двофазного стану робочого тіла.** Вона відображає максимально можливу температуру рідкої фази та її насиченої пари. Після перевищення цієї температури існуватиме тільки перегріта пара. У таблиці 8 наведено величини критичних параметрів деяких газів і парів.

Таблиця 8. Критичні параметри та параметри насичення деяких газів і парів [2]

Назва речовини	Температура, T_K		Тиск, $P_{кр}$ МПа	$Z_{кр}$	Параметри насичення	
	К	°С			Температура °С T_H	Тиск $P_{H'}^*$ МПа (абс)
Водяна пара	647,3	374,3	22,1	4,1	100	0,101
Метан	190,7	–82,3	4,5	3,5	–161	0,101
Кисень	154,3	–118,7	48,7	3,3	–181	0,12
Діоксид вуглецю	134,4	–138,6	3,39	3,56	–70	0,12
Етан	306	33	4,9	–	–50	0,553
Пропан	370	97	4,3	–	–40	0,109
Бутан	425	152	3,6	–	0	0,102
Нафтопродукти: $d_{15}^{15} = 0,8$ $d_{15}^{15} = 0,9$	543	270	3,5	–	100–400	0,101
	573	300	4,0	–	–	–

– **двофазний стан рівноваги “рідина–пара” (стан насичення)**, коли кількість пари, що утворюється у процесі кипіння, дорівнює кількості конденсуючої пари. Суха пара при цьому відсутня, $x = 0$. **Тиск, за якого кипляча рідина перебуває у стані рівноваги з парою, називають пружністю (тиском) насиченої пари — P_H** . Відповідно цьому станові температуру називають **температурою насичення (кипіння) T_H** . У процесі кипіння відбувається **активне пароутворення**. Такому станові відповідають точки KP та $2'$ на рисунку 4.

Процес, зворотний процесу пароутворення, називається **конденсацією**. У техніці ці процеси відбуваються, як правило, за **$P = const, T = const$** .

Температура насичення T_H залежить від тиску й виду робочого тіла. Зі збільшенням тиску величина T_H зростає. Якщо з'єднати точки, що відповідають P_H за різних T_H , то одержимо криву зміни тиску насичення P_H від температури, тобто **криву кипіння — KA** ;

– **двофазний стан вологої насиченої пари**, що є сумішшю сухої пари з крапельками рідини, які містяться в парі у завислому стані. Масова частка сухої пари M_{cn} у суміші називається **показником сухості $x = M_{cn}/M$** , част. од., $x < 1$ (точка BP на рис. 4);

Температура вологої пари, киплячої рідини й сухої пари збігається з температурою насичення ($T_{KP} = T_{BP} = T_H$).

З випаровуванням останньої краплі завислої в парі рідини пара стає **сухою (насиченою)** — точка H на рисунку 4;

– **сухий однофазний стан пари** характеризується величиною показника сухості $x = 1,0$. Якщо з'єднати точки, що позначають стан сухої пари за різних T_H і P_H , то одержимо **криву сухої пари — AB** .

Отримати суху пару за наявності рідини — неможливо. Кривизна AB залежить від теплоємності робочого тіла;

– **стан перегрітої пари** одержують, якщо її температура $T > T_H$ вища за температуру насичення під сталим тиском. Отримати перегріту пару можна, підводячи до сухої насиченої пари теплоту або зменшуючи тиск пари в ізотермічних умовах (точки P і P_1 на рис. 4).

Перегріта пара робочого тіла є ненасиченою і зі зростанням температури перегріву за своїми властивостями наближається до газів.

Отже, параметри РТ у різних фазових станах можна представити графіком у різних координатах. Як правило, для цього використовують осі **P – v , T – S , i – S** . Такі діаграми застосовують, визначаючи основні характеристики процесів зміни стану робочих тіл і їхніх параметрів. Наявність на діаграмі ентальпії i та ентропії S дає змогу виконувати за допомогою діаграм теплові розрахунки (див. рис. 5 і додаток В).

Нижня гранична крива **KA (лінія кипіння)**, $x = 0$, розділяє рідину від вологої пари. Верхня гранична крива **KB , $x = 1$** , є границею між вологою і перегрітою парою. Процес пароутворення зображують як ізобару з певним тиском, яка починається в області рідини точки **P** , проходить стан киплячої рідини точки **KP** (насичення), область вологої пари по **$P = const, T = const$** до лінії сухої насиченої пари при $x = 1$ (точка H) і далі по **$P = const$** переходить в область перегрітої пари, де закінчується в точці **P**

перетином з ізотермою перегрітої пари. Процес ізобарного охолодження перегрітої пари й конденсації насиченої пари ілюструється цією ж лінією, але у зворотному напрямку.

Процес пароутворення й конденсації можна здійснити й ізотермічно. Так, якщо перегіту насичену пару, стан якої відповідає точці **П1** на діаграмі $P-V$ або $T-S$, стиснути за $T = \text{const}$, то під певним тиском P_H у точці **Н** пара стає насиченою сухою ($x = 1$). Відповідний цьому станові тиск називають **пружністю насиченої пари, P_H** . З подальшим ізотермічним стискуванням суха пара починає переходити у стан вологої пари, а потім у рідку фазу — точка P_1 . Показник її сухості зменшується, а **тиск у стані вологої пари не змінюється, $P = \text{const}$** . Це зумовлено переходом пари у рідкий стан і зменшенням об'єму. **Зі збільшенням температури робочого тіла величина пружності насиченої пари зростає**. Величини P_H для індивідуальних РТ наведено в [1, 2]. Для однофазних газів $P_H = f(t)$. Кожній величині тиску відповідає певна температура кипіння рідкої фази РТ.

Для суміші компонентів притаманне збільшення пружності насичення компонентів пари за $T = \text{const}$ із підвищенням загального тиску газу. У точці **КР** уся пара перетворюється в рідину, $x = 0$. З подальшим стискуванням рідини її об'єм змінюється незначно.

На рисунку 5 показано основні ізолінії, нанесені на діаграмах $T-S$ та $i-S$. Вони дають змогу побудувати й розрахувати основні термодинамічні процеси, що лежать в основі реальних технічних процесів зміни стану РТ. У довідковій літературі наведено діаграми для всіх поширених робочих тіл [1, 2].

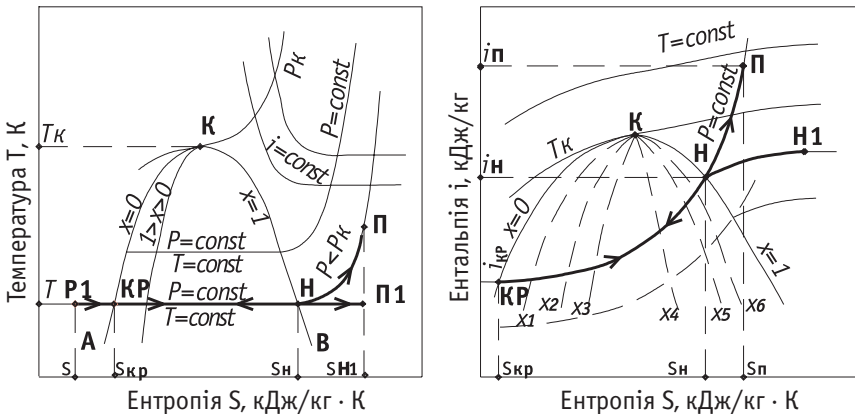


Рис. 5. $T-S$ та $i-S$ -діаграми робочих тіл

Кількість теплоти, що витрачається на ізобарне перетворення 1 кг рідкої фази робочого тіла за температури кипіння (насичення) в суху насичену пару, називають **прихованою теплою пароутворення й позначають літерою r** . Теплота пароутворення залежить від температури й тиску РТ; визначають теплоту пароутворення згідно з діаграмами $T-S$ та $i-S$ як різницю ентальпії сухої насиченої пари — i_H та кипячої рідини — $i_{кр}$

$$r = i_n - i_{кр}, \text{ кДж/кг.} \quad (44)$$

Під час зворотного процесу (конденсації) виділяється така ж кількість теплоти; її називають **теплотою конденсації пари**.

Кількість теплоти, необхідної для перегрівання 1 кг сухої насиченої пари в ізобарному процесі до температури t_n , визначають за залежністю

$$q_n = C_{pm} \cdot (t_n - t_n'), \text{ кДж/кг,} \quad (45)$$

де C_{pm} — середня теплоємність перегрітої пари робочого тіла, кДж/кг гр.;
 t_n' — температура пари у стані насичення, °С.

Контрольні запитання

1. Чому залежності, одержані для стану ідеальних газів, у розрахунках стану реальних газів дають похибку, величина якої залежить від тиску й температури реального газу?
2. Що таке критичні параметри газу?
3. Від чого залежить коефіцієнт стиснення реального газу?
4. Назвати основні види фазового стану, в якому може перебувати робоче тіло.
5. Що таке тиск насичення P_n і температура насичення T_n робочого тіла?
6. Показник сухості вологої пари $x = 0,6$. Масові витрати пари — 100 кг/год. Яка кількість води міститься в парі?
7. Чому робоче тіло за $p = \text{const}$ у стані киплячої рідини, вологої та сухої пари має однакову температуру?
8. Як можна отримати перегріту пару зі стану вологої пари робочого тіла?
9. Як змінюється стан робочого тіла під час його ізотермічного стискування?
10. Що відбуватиметься з робочим тілом під час його адіабатного розширення? Як змінюється стан РТ у разі адіабатного стискування?
11. Як змінюється температура конденсації РТ зі зменшенням його тиску?
12. Чому під час ізентальпного $i = \text{const}$ розширення робочого тіла відбувається його перехід зі стану вологої пари в перегріту пару? Чому в процесі адіабатного розширення за $S = \text{const}$ такий перехід не відбувається? Показати ізентальпне та ізентропне розширення на діаграмах стану.
13. Показати на діаграмах стану процеси пароутворення та конденсації РТ.
14. Чи може суха насичена пара й перегріта пара мати однакову температуру за $P = \text{const}$?
15. Що відбувається з робочим тілом у стані рідкої фази під час ізобарного підведення до нього теплоти?
16. Що таке прихована теплота пароутворення? Від чого залежить величина теплоти пароутворення? Як вона змінюється зі збільшенням тиску?
17. Як змінюється тиск насичення пари зі збільшенням тиску РТ?
18. Що відбувається з робочим тілом, коли його тиск стає більшим від тиску насичення за $T = \text{const}$?

Задачі

№1. Трубопроводом діаметром 500 мм транспортують природний газ. Швидкість газу у трубопроводі становить $W = 85$ м/с. Манометричний (надлишковий) тиск газу $P_r = 35$ ат, температура $t_r = 10^\circ\text{C}$. Визначити об'ємні й масові витрати природного газу. Густина газу за нормальних умов становить $\rho_{\text{нУ}} = 0,8$ кг/м³. Задачу розв'язати для умов ідеального й реального газів.

Розв'язання

Абсолютний тиск газу у трубі: $P_A = P_{\text{БАР}} + P_{\text{МАН}} = 1 + 35 = 36$ ат = 3,6 МПа.

Об'ємні годинні витрати газу визначають за залежністю

$$V_t = W \cdot F \cdot 3600 = 85 \cdot \frac{3,14 \cdot 0,5^2}{4} \cdot 3600 = 60052 \text{ м}^3/\text{год}.$$

Масові витрати встановлюють із врахуванням дійсної густини газу ρ_r під тиском газу P_r і за температури t_r у трубі за формулою

$$m_t = V_t \cdot \rho_r = W \cdot F \cdot 3600 \cdot \rho_r, \text{ кг/год},$$

де F — площа перетину труби, м².

Величину густини газу ρ_r за t_r і P_r для ідеального й реального газів визначають за різними залежностями:

– для ідеального газу записують рівняння Клапейрона для нормальних умов ($P_{\text{нУ}} = 101,3$ кПа, $T_{\text{нУ}} = 273$ К) і для умов газу в трубі

$$\frac{P_{\text{нУ}}}{\rho_{\text{нУ}}} = RT_{\text{нУ}} (a); \quad \frac{P_r}{\rho_r} = RT_r (б).$$

Ділять (а) на (б) і виражають через ρ_r

$$\rho_r = \rho_{\text{нУ}} \frac{P_r}{P_{\text{нУ}}} \cdot \frac{T_{\text{нУ}}}{T_r} = 0,8 \cdot \frac{(35 + 1) \cdot 101,3}{101,3} \cdot \frac{273}{273 + 10} = 27,8 \text{ кг/м}^3;$$

– для реального газу записують рівняння стану (43) для нормальних і дійсних умов у трубі з врахуванням коефіцієнта стиснення z

$$\frac{P_{\text{нУ}}}{\rho_{\text{нУ}}} = z_{\text{нУ}} RT_{\text{нУ}}; \quad \frac{P_r}{\rho_r} = z_r RT_r;$$

Тоді,

$$\rho_r = \rho_{\text{нУ}} \frac{P_r}{P_{\text{нУ}}} \cdot \frac{T_{\text{нУ}}}{T_r} \cdot \frac{z_{\text{нУ}}}{z_r},$$

де $z_{\text{нУ}}$ і z_r — коефіцієнти стиснення за нормальних та дійсних умов відповідно.

Щоб визначити z_r , обчислюють наведені параметри, враховуючи, що критичний тиск для природного газу становить $P_K = 4,5$ МПа, а критична температура — $T_K = 190,7$ К.

$$T_{\text{пр}} = \frac{T_r}{T_k} = \frac{273+10}{190,7} = 1,48; P_{\text{пр}} = \frac{P_r}{P_k} = \frac{3,6}{4,5} = 0,8.$$

Згідно з додатком 2, коефіцієнт стиснення газу $z_r = 0,82$. За нормальних умов ($P_{\text{нв}}$, $T_{\text{нв}}$) внаслідок незначних величин тиску й температури $z_{\text{нв}} = 1$.

Густина газу, визначають з врахуванням його реальних властивостей

$$\rho_r = \rho_{\text{нв}} \cdot \frac{P_r}{P_{\text{нв}}} \cdot \frac{T_{\text{нв}}}{T_r z_r} = 0,8 \cdot \frac{3,6}{0,1} \cdot \frac{273}{283 \cdot 0,82} = 33,9 \text{ кг/м}^3.$$

Масові витрати ідеального газу становлять

$$M_r = V_r \cdot \rho_r = 60052 \cdot 27,8 = 1669446 \text{ кг/год.}$$

З врахуванням реальних властивостей газу масові витрати будуть більшими:

$$M_r = V_r \cdot \rho_r = 60052 \cdot 33,9 = 2035762 \text{ кг/год.}$$

Отже, коефіцієнт стиснення, слід обов'язково враховувати в розрахунках реальних газів.

№2. Визначити величину прихованої теплоти пароутворення води під тиском $P = 0,1; 1,0; 2,0$ МПа.

Розв'язання

Визначаючи приховану теплоту пароутворення, необхідно скористатись i - S -діаграмою стану водяної пари (додаток б). На перетині кожної із зазначених ізобар із кривою сухої пари $x = 1$ знаходимо точку, що характеризує стан сухої пари. Ординати цих точок дають значення ентальпії сухої насиченої пари i_h (i''). Ординати точок на перетині цих же ізобар із другою пограничною кривою — лінією кипіння — за $x = 0$ дають значення ентальпії киплячої води під відповідним тиском — $i_{\text{кр}}$ (i').

Приховану теплоту пароутворення визначають за формулою

$$r = i_h - i_{\text{кр}} = i'' - i', \text{ кДж/кг}$$

— для $P = 0,1$ МПа $r = 2658 - 412 = 2246$ кДж/кг;

— для $P = 1,0$ МПа $r = 2760 - 754 = 2006$ кДж/кг;

— для $P = 2,0$ МПа $r = 2781 - 898 = 1883$ кДж/кг.

Якщо на діаграмі немає лінії кипіння, ентальпії киплячої води з достатньою для технічних розрахунків точністю можна обчислити за залежністю

$$i_{\text{кр}} = i' = C_b \cdot t_h, \text{ кДж/кг,}$$

де C_b — теплоємність води, $C_b = 4,16$ кДж/кг·К.; t_h — температура насичення пари під відповідним тиском, яку визначають за i - S або T - S -діаграмою за відомою величиною тиску:

— для $P = 0,1$ МПа $t_h = 99,09^\circ\text{C}$;

— для $P = 1,0$ МПа $t_h = 179,04^\circ\text{C}$;

— для $P = 2,0$ МПа $t_h = 211,38^\circ\text{C}$.

Під тиском $0,1$ МПа $i_{\text{кр}} = 4,2 \cdot 99,09 = 416,18$ кДж/кг.

Отже, зі збільшенням тиску робочого тіла величина прихованої теплоти пароутворення зменшується.

Значення ентальпій пари подано у довідкових термодинамічних таблицях М. П. Вулкеловича [1] — для води та водяної пари.

Визначити приховану теплоту пароутворення можна також за ентальпією вологої пари з відомою величиною показника сухості x .

Ентальпію сухої насиченої пари $i_h = i''$ за відомою величиною ентальпії вологої пари i_x обчислюють за залежністю

$$i_x = i'' - (1 - x) \cdot r, \text{ де за } P = 0,1 \text{ МПа}$$

$$r = \frac{i'' - i_x}{1 - x} = \frac{2658 - 2430}{1 - 0,9} \approx 2280, \text{ кДж/кг,}$$

де значення i_x беруть за i - S -діаграмою за довільної величини x .

№3. За допомогою T - S -діаграми для метану (додаток 3) визначити такі параметри газу:

- температуру, за якій відбувається перехід усього газу в рідкий стан, якщо тиск газу становить 0,2 МПа, 1,0 МПа, 3,0 МПа;
- критичний тиск і критичну температуру;
- густину газу під тиском $P = 10$ ата й за температури $T = 276$ К;
- приховану теплоту пароутворення під тиском 1 ата, 10 ата, 30 ата; порівняти результати, зробити висновки;
- кількість теплоти на ізобарне перегрівання метану під тиском 10 ата зі стану сухої насиченої пари до перегрітої з температурою 220 К;
- температуру киплячої рідини, вологої пари і сухої насиченої пари під тиском 0,4 МПа.

№4. Визначаючи витрати природного газу за допомогою лічильника, одержано такі результати: заміряні витрати газу $V_{зам} = 1000 \text{ м}^3/\text{год}$, тиск газу в лічильнику $P_r = 1,0 \text{ МПа}$, температура газу $t_r = 0^\circ\text{C}$. Привести покази лічильника до стандартних умов ($t_{cv} = +20^\circ\text{C}$, $P_{cv} = 101,3 \text{ кПа}$).

Розв'язання

Відповідно до залежностей (2) і (3), формулу для визначення витрат газу за стандартних умов записують у вигляді

$$V_{cv} = V_{зам} \cdot \frac{P_r}{P_{cv}} \cdot \frac{T_{cv}}{T_r} \cdot \frac{z_{cv}}{z_r}, \text{ м}^3/\text{год.}$$

Найпростіше одержати цю залежність із рівняння стану реального газу (43), записаного для заміряних умов газу в лічильнику і стандартних умов

$$P_{cv} V_{cv} = z_{cv} R T_{cv}; \quad P_r V_{зам} = z_r R T_r$$

Визначають z_r та z_{cv} так само, як і в задачі 1, згідно з діаграмами додатка 2 за величинами

$$P_{пр} = \frac{P_r}{P_K} = \frac{(1 + 0,1)}{4,5} = 0,24 \text{ і } T_{пр} = \frac{T_r}{T_K} = \frac{273 + 0}{190,7} = 1,43, \quad z_r = 0,97.$$

Для стандартних умов: $P_{\text{пр}} = 0,02$, $T_{\text{пр}} = 1,54$, $z_{\text{св}} \approx 1,0$.

$$V_{\text{св}} = 1000 \cdot \left(\frac{1,0 + 0,1}{0,1} \right) \cdot \left(\frac{273 + 20}{273} \right) \cdot \frac{1}{0,97} = 12171 \text{ м}^3/\text{год}.$$

За стандартних умов витрати газу становлять 12171 м³/год. Споживачі розраховуються за витрачений газ, привівши витрати до стандартних умов.

7. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ ДЛЯ РЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Термодинамічні процеси в реальних газах й парі супроводжуються, як правило, зміною їхнього фазового стану, частки рідкої фази в парі або стану самої пари. Розрахункові залежності для визначення характеристик процесів, наведених у таблиці 5 для ідеального газу, в умовах реальних газів і пари дають значну похибку.

У зв'язку з цим параметри реальних робочих тіл рекомендується встановлювати за таблицями термодинамічних властивостей відповідних газів або за їхніми діаграмами, фіксуючи стан робочого тіла [2]. Характеристики, відсутні на діаграмах та в таблицях, потрібно визначати за законами термодинаміки, складеними для реальних газів.

7.1. Ізохорний процес зміни стану газу

Робота розширення в ізохорному процесі п-к, $l_{\text{п-к}} = 0$.

Підведену теплоту визначають за залежністю

$$q_{\text{п-к}} = U_{\text{к}} - U_{\text{п}} = (i_{\text{к}} - P_{\text{к}} \cdot v_{\text{к}}) - (i_{\text{п}} - P_{\text{п}} \cdot v_{\text{п}}) = i_{\text{к}} - i_{\text{п}} - v(P_{\text{к}} - P_{\text{п}}), \text{ кДж/кг}. \quad (46)$$

Переводячи $i_{\text{п}}$ та $i_{\text{к}}$ в кДж/кг, v в м³/кг, $P_{\text{к}}$ і $P_{\text{п}}$ у кПа, кількість теплоти одержуємо в кДж/кг.

Величину питомого об'єму v_x для стану вологої пари можна отримати за значеннями питомих об'ємів сухої насиченої пари $v_{\text{н}}$ (v'') та киплячої рідини $v_{\text{кр}}$ (v'), поданими в термодинамічних таблицях, згідно із законом адитивності

$$v_x = v_{\text{н}} \cdot x + (1-x) v_{\text{кр}} = v'' \cdot x + (1-x) v', \text{ м}^3/\text{кг}, \quad (47)$$

де x — показник сухості пари, част. од.

Аналогічно можна визначити й інші характеристики вологої пари як суміші сухої насиченої пари й рідкої фази:

- ентальпію: $i_x = i_{\text{кр}} + r \cdot x = i' + r \cdot x, \text{ кДж/кг}; \quad (48)$

- ентропію: $S_x = S_{\text{кр}} + r \cdot x / T_{\text{н}} = S' + r \cdot x / T_{\text{н}}', \text{ кДж/кг К}. \quad (49)$

Якщо процес розвивається в однофазній області перегрітої пари, то знаходимо ентальпію i та ентропію S за іншими залежностями

$$i = i_{\text{н}} + C_{\text{тр}} (T - T_{\text{н}}), \text{ кДж/кг}; \quad (50)$$

$$S = S_H + C_{mv} \ln(T/T_H), \text{ кДж/кг К.}, \quad (51)$$

де i_H, S_H — ентальпія та ентропія пари в сухому насиченому стані, кДж/кг;
 T, T_H — температура перегрітої і сухої насиченої пари, К.

7.2. Ізобарний процес

За ізобарою $P = const$ відбуваються такі реальні процеси як нагрівання, охолодження й конденсація робочих тіл у котлах, печах, теплообмінниках, холодильних машинах; процеси зміни параметрів повітря у приміщеннях, у системах вентиляції, більшість процесів згорання палива. Зображення ізобарного процесу в координатах $P-v, T-S, i-S$ подано на рисунку 6.

В області вологої пари (1–2) ізобарний процес збігається з ізотермічним. Таким чином, процес пароутворення 1–2 відбувається при підведенні теплоти, в якому $T = const$ і $P = const$. У точці 2 стан пари відповідає сухому насиченому, $x = 1$. Подальше підведення теплоти проходить ізобарно $P_2 = P_3 = const$ і зумовлює утворення перегрітої пари з параметрами в точці 3 (v_3, S_3, i_3, t_3, P_2).

Кількість підведеної теплоти у процесах 1–2 і 2–3 визначають за рівняннями

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 = r; \quad q_{2-3} = (i_3 - i_2), \text{ кДж/кг.} \quad (52)$$

Зміна внутрішньої енергії становить

$$U_2 - U_1 = (i_2 - P_2 \cdot v_2) - (i_1 - P_1 \cdot v_1) = i_2 - i_1 - P(v_2 - v_1), \text{ кДж/кг,} \quad (53)$$

за умови, що $P_1 = P_2 = P = const$.

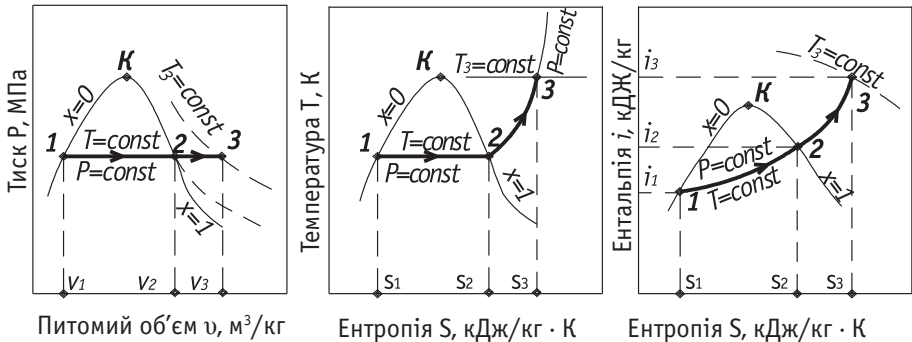


Рис. 6. Ізобарний процес підведення теплоти

Роботу визначають за залежностями

$$l_{1-2} = q_{1-2} - (U_2 - U_1) = P \cdot (v_2 - v_1), \text{ кДж/кг.} \quad (54)$$

$$l_{2-3} = q_{2-3} - (U_3 - U_2) = P \cdot (v_3 - v_2),$$

7.3. Ізотермічний процес

Ізотермічні процеси в техніці можуть відбуватися за умови ідеального охолодження двигуна, що мало ймовірно через обмежену температуру навколишнього середовища.

Побудувавши процес на діаграмах стану й виявивши основні параметри стану, визначають

- зміну внутрішньої енергії

$$\Delta U_{1-2} = U_2 - U_1 = (i_2 - P_2 \cdot v_2) - (i_1 - P_1 \cdot v_1), \text{ кДж/кг}; \quad (55)$$

- теплоту, підведену у процесі,

$$q_{1-2} = T \cdot (S_2 - S_1), \text{ кДж/кг}; \quad (56)$$

- роботу з розширення

$$l_{1-2} = q_{1-2} - (U_2 - U_1) = T \cdot (S_2 - S_1) - (U_2 - U_1), \text{ кДж/кг}. \quad (57)$$

Величину тиску у формулах (53–57) виражають у кПа, а теплові характеристики — у кДж/кг та кДж/кг·гр. (відповідно ентальпія та ентропія).

7.4. Адіабатний процес

Адіабатний процес достатньо поширений у техніці. Без теплообміну, $dq = 0$, відбуваються процеси за умови теплоізоляції об'єкта, значної швидкості потоку робочого тіла (стискування газів у турбокомпресорі, розширення на лопатях турбін), за відсутності втрат теплоти в навколишнє середовище, чи нехтуванні ними.

В ході адіабатного процесу ентропія залишається без змін, $S_n = S_k$. Графіки адіабатних процесів подано на рисунку 7.

В адіабатному процесі розширення перегрітої пари (точка 1) стан пари змінюється до сухої насиченої (точка 1'), а далі — до вологої, з показником сухості $x < 1$ (точка 2). Під час зворотного процесу 2–1 (адіабатного стискування вологої пари) температура, тиск й ентальпія пари збільшуються, пара зі стану вологої (точка 2) переходить до стану перегрітої (точка 1). Параметри стану в характерних точках процесу визначають безпосередньо з діаграм.

Кількість теплоти, задіяної у процесі: $q_{1-2} = 0$.

Роботу з розширення (стискування) визначають за залежністю

$$l_{1-2} = U_1 - U_2 = (i_1 - P_1 \cdot v_1) - (i_2 - P_2 \cdot v_2), \text{ кДж/кг}, \quad (58)$$

де P — тиск робочого тіла, виражають у кПа.

Для сухої та вологої водяної пари показник ступеня k у рівнянні адіабати $Pv^k = \text{const}$ близький до 1,0. У такому випадку одержуємо $Pv^1 = \text{const}$, і роботу можна визначити за формулою

$$l_{1-2} \approx i_1 - i_2, \text{ кДж/кг}. \quad (59)$$

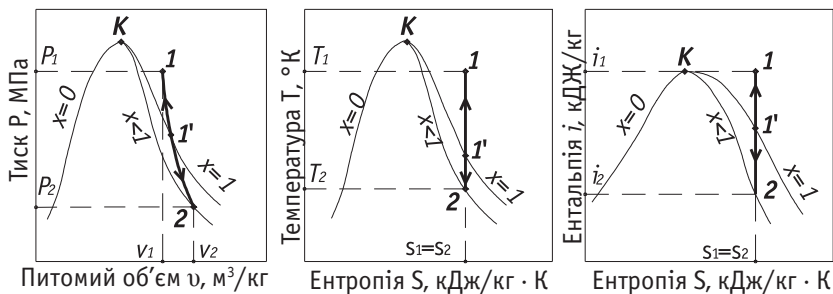


Рис. 7. Адіабатний процес розширення пари

Зміну внутрішньої енергії ΔU обчислюємо за залежністю

$$\Delta U = U_2 - U_1 = (i_2 - P_2 \cdot v_2) - (i_1 - P_1 \cdot v_1), \text{ кДж/кг.} \quad (60)$$

7.5. Стискування газів у компресорах

Стискування робочого тіла в компресорах і розширення його в турбінах належить до процесів перетворення енергії у відкритій системі (в умовах потоку). Перетворення енергії в таких системах відбувається через внутрішню енергію U й потенціальну енергію тиску Pv .

Роботу процесу стискування у відкритій системі визначають за залежністю (38), кДж/кг.

$$l_0 = - \int_1^2 v \cdot dP$$

Із (37) видно, що для адіабатного процесу за $dq = 0$ робота, яка відбувається в турбіні або витрачається у компресорі, дорівнює різниці ентальпій робочого тіла на вході в компресор і на виході з нього

$$l_0 = i_1 - i_2, \text{ кДж/кг.}$$

Під час стискування в компресорі $i_1 < i_2$ $\text{ї} l_0 < 0$, під час розширення в турбіні $i_1 > i_2$ $\text{ї} l_0 > 0$.

Робота, витрачена на адіабатне стискування газу в компресорі (на привод компресора), загалом більша за роботу власне процесу стискування на величину роботи, витраченої на процеси заповнення компресора робочим тілом (усмоктання) і виштовхування (нагнітання) робочого тіла. Аналіз цих процесів свідчить, що робота, витрачена на компресор, у "к" разів більша за роботу власне процесу стискування

$$l_k = h \cdot k \cdot l_{1-2} = h \cdot k \cdot [(i_1 - P_1 \cdot v_1) - (i_2 - P_2 \cdot v_2)], \text{ кДж/кг,} \quad (61)$$

де l_k — робота, що витрачається на привод компресора за $dq = 0$;

P_1, P_2 — тиск газу відповідно до й після першого ступеня (циліндра) компресора, кПа;

k — показник адіабаты для стискуваного газу;

i_1, i_2 — ентальпія РТ до й після першого ступеня компресора, кДж/кг;

h — кількість ступенів (циліндрів) стискування.

За відсутності величин ентальпії РТ роботи, витрачену на привод компресора, для умов адіабатного стискування можна визначити за залежністю

$$l_k = - \frac{k \cdot h}{k-1} P_1 v_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right], \text{ кДж/кг.} \quad (62)$$

Стискування, близьке до адіабатного, здійснюється в турбокомпресорах.

Для політропного процесу стискування за $n \neq k$ робота на привод компресора виражається залежністю

$$l_k = - \frac{n \cdot h}{n-1} P_1 v_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \text{ кДж/кг.} \quad (63)$$

Для ізотермічного стискування робота на привод компресора набуває таких значень:

$$l_k = h \cdot R \cdot T \cdot \ln(P_2/P_1), \text{ кДж/кг,} \quad (64)$$

де R — газова стала у кДж/кг·К.

Стискування газу, близьке до ізотермічного, відбувається в поршневих компресорах з охолодженням водою корпусом.

Витрати на роботу в таких компресорах менші за витрати під час адіабатного й політропного стискування.

Відношення $P_2/P_1 = y$ називають **показником стискування** в одному ступені компресора. Ця величина показує, у скільки разів збільшується тиск в одному циліндрі компресора. За умови однакових термодинамічних процесів в усіх циліндрах (ступенях) величина показника стискування “ y ” для кожного циліндра буде однаковою, і її визначають за залежністю

$$y = \sqrt[h]{\frac{P_k}{P_n}}, \quad (65)$$

де P_n, P_k — тиск газу на вході й виході з компресора відповідно. Для одноступеневого компресора $h = 1, P_n = P_1, \text{ а } P_k = P_2$.

Показник стиснення в одному ступені реального компресора обмежений температурою спалахування масла системи змащування і становить $y \leq 12 \div 14$. Температура газу, наприкінці процесу стискування не повинна перевищувати 200°C.

На рисунку 8 показано теоретичні процеси ідеального компресора в умовах стискування за ізотермою 1–2, адіабатою 1–4, політропою $1 < n < k$ (1–3) і політропою

$n > k$ (1–5). Площа під лініями процесів стискування в координатах p – v еквівалентна роботі на привод компресора. На рисунку 8 видно, що найменша робота компресора витрачається під час ізотермічного стискування, тому ізотермічний процес вважають найвигіднішим. Окрім того, як свідчать T – S -діаграми, під час ізотермічного стискування температура на виході з компресора не змінюється, що не призводить до теплового розширення газу й необхідності збільшувати діаметр трубопроводу після компресора, $v_2 < v_3 < v_4 < v_5$.

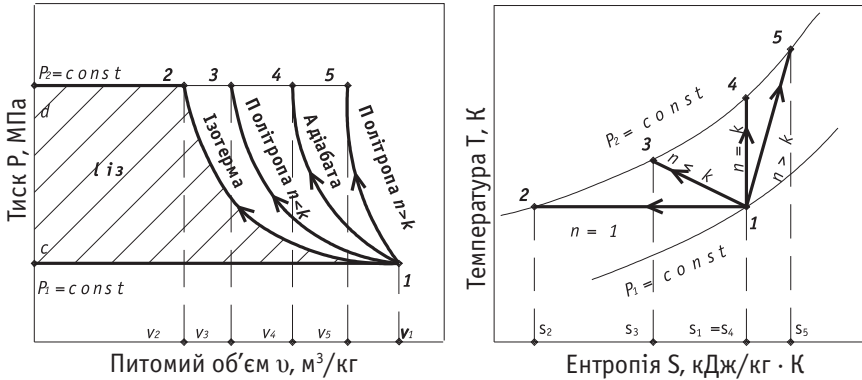


Рис. 8. Діаграма роботи ідеального компресора 1–2, 1–3, 1–4, 1–5 — процеси стискування газу; 2–d — нагнітання стиснутого газу; c–1 — заповнення компресора газом

Щоб зменшити роботу, споживану компресором, процес стискування намагаються наблизити до ізотермічного, охолоджуючи РТ. Це призводить до ускладнення конструкції компресора. Однак щоб одержати високий тиск, використовують багатоступеневе стискування. Газ, переходячи з одного ступеня (циліндра) в інший, охолоджується в проміжних теплообмінниках, встановлених між ступенями компресора. За рахунок охолодження загальний процес стискування можна наблизити до ізотермічного. Витрати роботи на багатоступеневий компресор зменшаться порівняно з одноступеневим.

Розширення робочих тіл для одержання роботи або охолодження газів у холодильних машинах відбувається в детандерах (поршневих чи відцентрових) згідно з термодинамічними процесами, напрямленими обернено до процесів стискання. **Детандери** — це машини, в яких переміщення поршня або обертання диска турбіни відбувається внаслідок розширення робочого тіла зі зниженням його тиску.

Процес розширення РТ у детандерах, залежно від умов теплообміну між РТ і навколишнім середовищем, може бути ізотермічним (за ізотермою 2–1, рис. 8), адіабатного (процес 4–1) чи політропним (процеси 5–1 і 3–1). Величина отриманої роботи у кожному процесі буде різною, і її визначають за залежностями (61–64). Щоб збільшити роботу, процес необхідно наблизити до ізотермічного. Через складність ізотермічного процесу в реальних детандерах розширення відбувається за політропою з показником n , близьким до показника адіабати k ($n \approx k$), тобто адіабатно.

7.6. Процеси адіабатного руху газу в потоці й витікання газу

Для рухомого горизонтального потоку газу під час адіабатного процесу з (39) можна отримати

$$dq = d \cdot (i + W^2/2 + l_{\text{техн}}) = 0 \quad (66)$$

або після інтегрування для ділянки потоку 1 – 2 за $dq = 0$ матимемо

$$W_2^2/2 - W_1^2/2 + l_{\text{техн}} = i_1 - i_2. \quad (67)$$

Одержаний вираз — це **рівняння першого закону термодинаміки для потоку газу в адіабатних умовах. Кінетичну енергію потоку можна перетворити в інші форми енергії, у роботу або ентальпію.** Збільшення кінетичної енергії $(W_2^2 - W_1^2)/2$ називають **роботою витікання.**

Алгебраїчну суму технічної роботи $l_{\text{техн}}$ і роботи витікання — називають **роботою потоку l_o або розраховуваною роботою**

$$l_o = (W_2^2 - W_1^2)/2 + l_{\text{техн}}. \quad (68)$$

Робота потоку є термодинамічною величиною, оскільки вона пов'язана зі зміною термодинамічного стану робочого тіла. Величина l_o характеризує ступінь перетворення підведеної до потоку теплоти та ентальпії РТ у механічні форми руху. Збільшення швидкості й кінетичної енергії потоку дає змогу одержати більшу величину роботи.

Отже, рівняння першого закону термодинаміки (66) набуває такого змісту для потоку (за $q_{1-2} > 0$):

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 + l_o. \quad (69)$$

Для адіабатного процесу $q_{1-2} = 0$ можна записати

$$l_o = i_1 - i_2. \quad (70)$$

Із (70) випливає ще один фізичний зміст ентальпії — **в адіабатному потоці приріст ентальпії дорівнює термодинамічній роботі потоку (розраховуваній роботі).**

Розраховувану роботу l_o згідно з (38) визначають як $l_o = - \int_1^2 v \cdot dP$

Знак “—” вказує на те, що робота буде додатною, якщо тиск у напрямку руху потоку зменшується, і від'ємною, якщо тиск збільшується.

Отже, **роботу потоку можна одержати й використати тільки в разі зменшення тиску потоку, тобто за його розширення.**

Цікавою є залежність між зміною швидкості dW та площею перетину каналу dF , а також залежність між зміною швидкості dW і зміною тиску dP у каналі.

Щоб дослідити першу залежність, продиференціюємо рівняння нерозривності потоку (71), що характеризує об'ємні витрати РТ у каналі V_t у

$$V_t = \text{const} = F \cdot W; \quad M_t \cdot v = F \cdot W, \quad (71)$$

де V_t — об'ємні витрати р. т., м³/с;

M_t — масові витрати р. т., кг/с;

W, v — відповідно швидкість і питомий об'єм робочого тіла в досліджуваному перетині каналу, м/с, м³/кг;

F — площа перетину потоку, м².

$$M_t \cdot dv = W \cdot dF + F \cdot dW. \quad (72)$$

Розділивши (72) на (71), одержимо

$$\frac{dF}{F} = \frac{dv}{v} - \frac{dW}{W}, \quad \text{або}, \quad \frac{dW}{W} \left(\frac{W^2}{a^2} - 1 \right) = \frac{dF}{F}, \quad (73)$$

де a — швидкість звуку, м/с;

$\frac{W^2}{a^2}$ — число Маха — відношення швидкості РТ до швидкості звуку.

В разі дозвукових швидкостей $W < a, M < 1, M^2 - 1 < 0$ збільшення площі перетину каналу $dF/F > 0$ зумовлює зменшення швидкості РТ. Однак за надзвукових швидкостей $W > a, M > 1, M^2 - 1 > 0$ збільшення перетину каналу $dF/F > 0$ спричиняє зростання швидкості робочого тіла.

Із (38) і (68) за $l_{\text{мех}} = 0$ для адіабатного процесу можна одержати такий вираз:

$$d i = -v \cdot dP = dW^2/2 = W \cdot dW. \quad (74)$$

Аналіз (74) свідчить, що знаки зміни швидкості dW і тиску dP протилежні. **Зі зменшенням тиску в напрямку руху його швидкість збільшуватиметься** $dP < 0, dW > 0$. Такі канали називають **конфузорами** (соплами). Вони мають форму труби, які звужуються, $dF/F < 0$ (рис. 9). **Дифузорами** називають канали, що розширюються, $dF/F > 0$. **За напрямком руху в них робочого тіла тиск збільшується, а швидкість зменшується, $dP > 0, dW < 0, dF/F > 0$.**

Проте як свідчить (73), **такий характер залежності зміни швидкості dW , тиску dP і площі каналу dF притаманний тільки дозвуковим швидкостям руху робочого тіла.** Після досягнення у будь-якій точці каналу швидкості W , понад швидкість звуку " a " характер залежності змінюється. **І для подальшого підвищення швидкості $W > a$ за $dP < 0$ площа каналу повинна збільшуватись, тобто канал має розширюватися.**

Канал, у якому можна досягти надзвукових швидкостей $W > a$, повинен складатися з частини, яка звужується (конфузора), горизонтального каналу і безвідривного дифузора з кутом розкриття $10 \div 12^\circ$. Такий канал називають **соплом Лаваля**.

Щоб отримати швидкість, більшу за швидкість звуку, необхідно, крім особливої форми сопла, мати відповідну силову дію на робоче тіло, тобто потрібне певне співвідношення тиску на вході та виході з каналу.

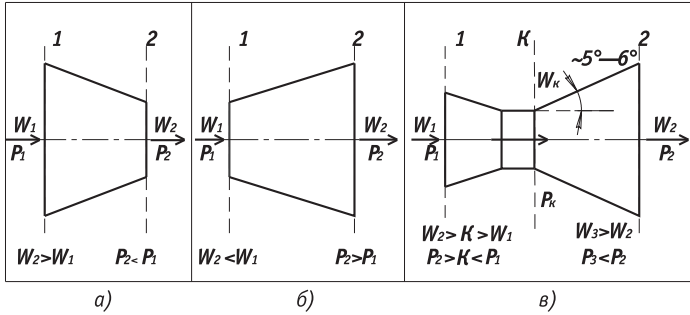


Рис. 9. Форма каналів для формування потоку робочого тіла
 а) конфузор; б) дифузор; в) сопло Лавала

У соплах (конфузорах) потенціальна енергія потоку (ентальпія) перетворюється в кінетичну. В дифузорах кінетична енергія перетворюється в потенціальну (ентальпію). У дифузорі робоче тіло стискується.

У частині сопла Лавала, яка звужується можна одержати швидкість $W_k > W_r$, що дорівнює швидкості звуку (критичній швидкості), $W_k = a$. У подальшому, з розширенням каналу, швидкість продовжує зростати і досягає надкритичних (надзвукових величин) залежно від величин P_1 та P_2 .

Витікання газу або рідини із трубопроводу з тиском P_1 у середовище з тиском $P_2 < P_1$ супроводжується різким зменшенням тиску газу. Швидкість газу при цьому змінюється від W_1 до W_2 , ентальпія — від i_1 до i_2 .

Дослідимо залежність між зміною ентальпії та відповідною зміною швидкості, й тим самим встановимо закономірність переходу потенціальної енергії потоку в кінетичну.

Роботу під час адіабатного витікання газу визначають із залежності

$$l = \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} = i_1 - i_2, \text{ Дж/кг}, \quad (75)$$

де W_2, W_1 — швидкість газу на виході з трубопроводу і власне у трубопроводі (рис. 10);

i_1, i_2 — ентальпія газу до й після процесу витікання, Дж/кг.

У зв'язку з тим, що $W_2 \gg W_1$, членом $W_1^2/2$ у рівнянні (75) можна знехтувати. Тоді із залежності (75) можна визначити швидкість витікання газу:

$$W = W_2 = \sqrt{2l_0} = \sqrt{2(i_1 - i_2)}, \text{ м/с}. \quad (76)$$

За відсутності величин i_1 та i_2 швидкість газу на виході з трубопроводу можна визначити за залежністю

$$W = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} P_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \text{ м/с}, \quad (77)$$

де P_1 і P_2 виражають у Па; v_1 у м³/кг; i_1, i_2 — у Дж/кг.

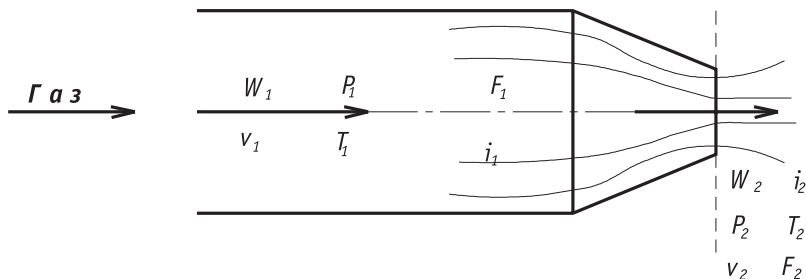


Рис. 10. Витікання газу з трубопроводу

Масові годинні витрати газу, що витікає з трубопроводу, визначають з рівняння нерозривності

$$M_t = F \cdot W_2 \cdot 3600 \cdot \rho_2 \text{ кг/год}, \quad (78)$$

де ρ_2 — густина газу на виході з вихідного отвору сопла, $\rho_2 = 1/v_2$, під тиском P_2 і за температури T_2 ;

F — площа перетину потоку в місці визначення швидкості W_2 , м².

Таким чином, за допомогою першого закону термодинаміки для потоку газу можна визначити швидкість і витрати газу, який витікає.

Формули (76) та (77) справедливі для циліндричних сопел, конфузюрів та дифузюрів лише за умови докритичного режиму витікання газу, коли швидкість витікання менша за швидкість звуку, $W < a$. За цієї умови тиск P_2 на виході з труби визначають як тиск у середовищі, куди витікає потік газу, $P_2 = P_\sigma$ а відношення $P_2/P_1 = \beta$ більше за певну величину β_k , яку називають критичним показником розширення газу.

$$\beta = \frac{P_2}{P_1} > \beta_k = \frac{P_\sigma}{P_1}$$

— умова докритичного режиму витікання, де

$$\beta_k = \frac{P_\sigma}{P_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (79)$$

Після того, як буде досягнуто відношення $P_2/P_1 \leq \beta_k$ (це можливо в разі збільшення тиску P_1 у трубопроводі) тиск газу P_2 на виході із сопла стане більшим за тиск у середовищі, в яке витікає потік газу $P_2 > P_\sigma$ а відношення P_2/P_1 дорівнюватиме β_k . І чим більшим буде тиск P_1 , тим більше зростатиме тиск P_2 на виході з труби. Швидкість витікання газу при цьому стабілізується на величині, близькій до швидкості звуку, але меншій за неї.

Величину швидкості за значення $\beta = P_2/P_1 \leq \beta_k$ можна визначити з рівнянь (76) і (77) за умови, що тиск P_2 обчислюють за рівнянням

$$P_2 = P_{2к} = P_1 \cdot \beta_k \text{ Па}. \quad (80)$$

Величину ентальпії після досягнення критичних параметрів визначають із діаграм

стану за відповідного значення $P_{2к}$.

Критичне відношення тиску $\beta_k = P_{2к}/P_1$ залежить тільки від фізичних властивостей газу і його показника адіабати k . Для багатоатомних газів $\beta_k = 0,546$, а для двохатомних — $\beta_k = 0,528$.

Швидкість, яку одержують, досягнувши критичного показника розширення β_k , виначають за залежністю

$$W_k = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} P_1 v_{1r}} \quad \text{м/с}, \quad (81)$$

де P_1 виражають у Па.

Досягти швидкості, більшої за швидкість звуку, у таких умовах можна, тільки змінивши форму сопла і в разі витікання газу через сопло Лавала. **Тиск газу на виході з такого сопла P_2 не змінюється зі зростанням P_1 і завжди визначається величиною тиску в середовищі, в яке витікає газ, $P_2 = P_c$.** Швидкість витікання встановлюють за залежностями (76) і (77).

На рисунку 11 показано графік зміни швидкості витікання $W_2 = W$ залежно від β . За $\beta = 1$ ($P_1 = P_2$) перепад тиску відсутній, руху газу немає, $W_2 = 0$. За $\beta = 0$ ($P_2 \rightarrow 0$) швидкість витікання через сопло Лавала буде максимальною і прагнучим до макси-

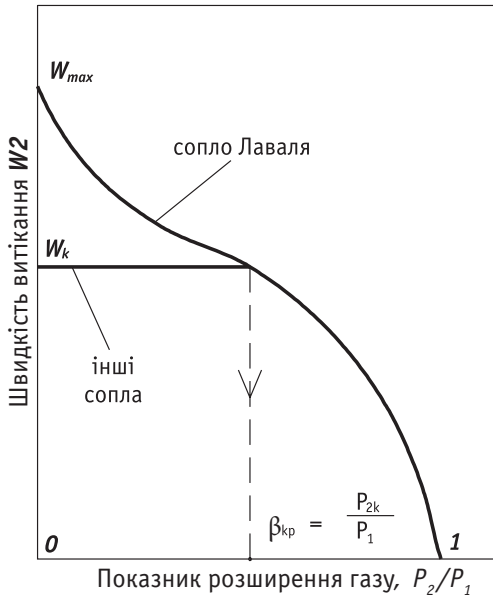


Рис. 11. Графік швидкості витікання

муму W_{max} , що більше за швидкість звуку.

Якщо форма сопла інакша, то в разі досягнення $\beta \leq \beta_k$ швидкість витікання стабілізується, на рівні значення W_k , і в інтервалі значень $0 < \beta \leq \beta_k$ не змінюється. Ви-

тікання відбувається з дозвуковими швидкостями.

Питомий об'єм v_2 у місці визначення швидкості W_2 підраховують за рівнянням адіабатного процесу

$$v_2 = v_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{k}} = v_1 \left(\frac{1}{\beta} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (82)$$

Після досягнення критичного показника розширення β_k визначають величину питомого об'єму v_{2k} за залежністю

$$v_{2k} = v_1 \left(\frac{P_1}{P_{2k}} \right)^{\frac{1}{k}} = v_1 \left(\frac{P_1}{P_1 \cdot \beta_k} \right)^{\frac{1}{k}} = v_1 \left(\frac{1}{\beta_k} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (83)$$

З врахуванням (78) масові витрати робочого тіла під час витікання через сопло визначають за залежністю

$$M_t = F \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{P_1}{v_1} \left(\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}} \right)}, \text{ кг/с}, \quad (84)$$

де F — площа потоку на виході із сопла, м²;

P_1 — тиск, Па.

Збільшення P_1 у докритичному режимі витікання ($\beta > \beta_k$) спричиняє зростання як швидкості, так і масових витрат робочого тіла.

Процеси витікання газу за наявності сил тертя є незворотними. Тому під час переміщення газу по каналу в адіабатному процесі його ентропія збільшуватиметься.

На діаграмі i - S (рис. 12) зворотний адіабатний процес витікання пари чи газу в інтервалі від P_1 до P_2 зображають вертикальною прямою, для якої $S_1 = S_2$, $dS = 0$. Адіабатний незворотний процес у тому ж інтервалі тиску умовно позначають кри-

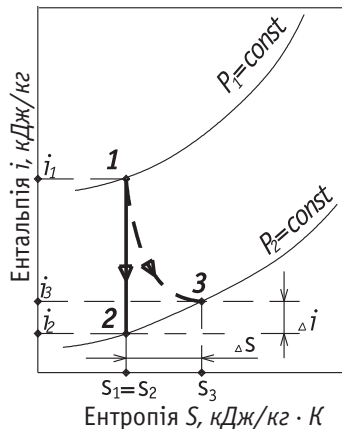


Рис. 12. Процес витікання газу на i - S -діаграмі

вою 1–3, для якої $S_3 > S_1$, а $dS > 0$.

Дійсна швидкість витікання W_a під час незворотного процесу буде меншою за теоретичну швидкість W внаслідок зменшення перепаду ентальпій у незворотному процесі

$$i_1 - i_3 < i_1 - i_2; W_a < W.$$

Витрата кінетичної енергії або зменшення роботи витікання внаслідок сил тертя дорівнює

$$\Delta l = (W^2 - W_a^2)/2 = i_2 - i_3 = \Delta i. \quad (85)$$

Відношення дійсної швидкості W_a витікання до теоретичної швидкості W називають **коефіцієнтом швидкості** φ .

Величина коефіцієнта швидкості залежить від витрат енергії під час **протікання** потоку через сопло, від кута розкриття сопла, гостроти ребер сопла.

Усі зазначені чинники оцінюються коефіцієнтом місцевого опору ζ , який визначається з довідкової літератури залежно від виду сопла.

Величину коефіцієнта φ установлюють за залежністю

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 - \zeta}}. \quad (86)$$

Для сопла, що звужується кутом розкриття 8° $\varphi = 0,87$, для кута розкриття 25° $\varphi = 0,8$, для отворів у пластині $\varphi = 0,67$.

Дійсну швидкість адіабатного витікання з врахуванням сили тертя визначають за залежністю

$$W_a = \varphi \sqrt{2 (i_1 - i_2)} = \varphi \sqrt{\frac{2k}{k-1} P_1 v_1 \left[\left(1 - \frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \text{ м/с.} \quad (87)$$

7.7. Дроселювання газів і пари

Дроселюванням називають термодинамічний незворотний процес розширення газу чи пари під час їхнього проходження через місцеве звуження на трубопроводі (діафрагму, сідло клапана чи регулятора), що відбувається без віддачі роботи в зовнішнє середовище.

Схему дроселя показано на рисунку 13.

Процес дроселювання реальних газів і пари проходить за таких умов:

$$W_1 \approx W_2; \quad \frac{W_1^2}{2} = \frac{W_2^2}{2}; \quad W_a > W_1;$$

$$P_1 > P_2; \quad v_2 > v_1; \quad dv > 0; \quad W_a > W_2;$$

де $\partial = 0$; $l_0 = 0$; $i = 0$.

$$i = \text{const.}$$

Із (39) випливає, що процес адіабатного дроселювання за відсутності технічної роботи відбувається за постійної ентальпії, $i = \text{const.}$ (ізоінтальпний процес). Коли потік газу протікає діафрагму (звуження), то, внаслідок втрати енергії на подолання місцевого опору, його тиск зменшується, $p_1 < p_2$, а питомий об'єм збільшується, $v_2 > v_1$, тобто газ розширюється. Це явище і називають дроселюванням, або зім'яттям.

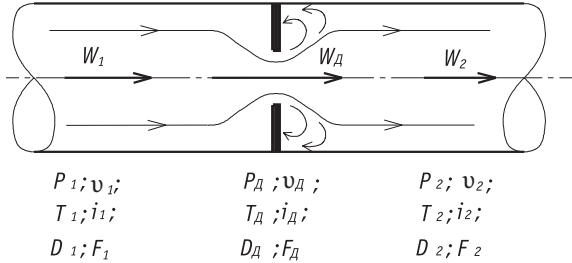


Рис. 13. Схема дроселя

Витрати тиску $\Delta p = p_1 - p_2$ на подолання місцевого опору, зумовленого раптовим звуженням (діафрагма), може досягти значної величини і залежить від витрат газу V , швидкості — W газу, співвідношення між площею потоку в отворі діафрагми F_d і в трубі F_1 (коефіцієнта стиснення потоку). Визначають Δp за формулою Вейсбаха

$$\Delta p = \zeta \frac{W_1^2}{2}, \text{ Па}, \quad (88)$$

де ζ — коефіцієнт місцевого опору діафрагми; залежить від показника стиснення потоку $m = \frac{W_1}{W_d} \approx \frac{D_d^2}{D_1^2}$, його можна взяти з таблиці 9.

Таблиця 9. Значення коефіцієнта місцевого опору ζ для діафрагми

Показник стиснення потоку m	0,1	0,2	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
Коефіцієнт місцевого опору ζ	0,4	0,39	0,34	0,3	0,27	0,2	0,16

Швидкість газу в трубопроводі до діафрагми W_1 визначають за відомими годинними витратами газу V і площею перетину труби F_1 згідно із залежністю

$$W_1 = \frac{V}{3600 \cdot F_1}, \text{ м/с}, \quad (89)$$

де V — годинні об'ємні витрати газу, м³/год;

F_1 — площа перетину труби до діафрагми.

Діаметри труби D_1 і D_2 до й після діафрагми однакові. Отже, однаковими будуть швидкості потоку $W_1 = W_2$ та його кінетична енергія до й після діафрагми.

Власне у дроселі швидкість та кінетична енергія збільшуються, а ентальпія зменшується.

Зміну параметрів стану газу до й після дроселя визначають із таких залежностей:

– ентальпія
$$i_1 = i_2; \quad (90)$$

– внутрішня енергія
$$u_1 - u_2 = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{k - 1}; \quad (91)$$

– кількість теплоти
$$q_{1,2} = 0;$$

– зміна ентропії
$$S_2 - S_1 = \int_{p_1}^{p_2} \frac{v}{T} dp > 0; \quad (92)$$

– зміна температури
$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i = \alpha_i. \quad (93)$$

Величину α називають коефіцієнтом дроселювання, або диференціальним дросель-ефектом, а ефект зміни температури під час адіабатного дроселювання — ефектом Джоуля–Томпсона.

Зміну температури газу в процесі адіабатного дроселювання за кінцевих значень p_1 і p_2 називають інтегральним дросель-ефектом

$$T_1 - T_2 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_i dp, \quad (94)$$

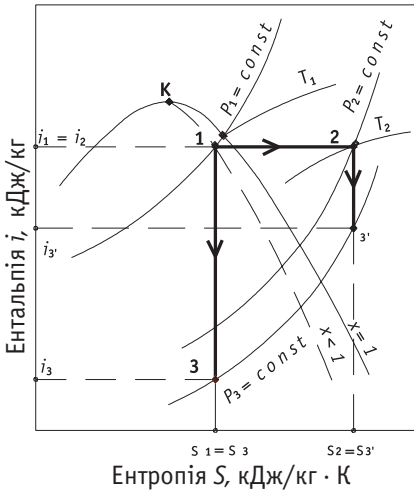
де T_1 та T_2 — температура газу відповідно до й після дроселя, К.

Для повітря диференціальний дросель-ефект дорівнює близько 0,25 град на 1 ат. Для метану в діапазоні від 200 до 100 ат диференціальний дросель-ефект становить 0,36 град на 1 ат. Таким чином, зі зменшення тиску метану на 100 ат температура після дроселя зменшиться на 25÷36 град.

Величину інтегрального дросель-ефекту можна визначити за діаграмами стану газу, побудувавши для них ізоентальпний процес дроселювання. Початкову точку 1 процесу знаходять за відомими параметрами стану (p_1, v_1, T_1, i_1) . Кінцева точка процесу міститься на перетині ізоентальпи, проведеної із точки 1 та ізобари P_2 після дроселя. За ізотермами, що проходять через точки 1 і 2, визначають інтегральний дросель-ефект $\Delta T = T_2 - T_1$ (рис. 14).

Ідеальний газ дроселюється без зміни температури. Це одна з характерних ознак ідеального газу. Адіабата дроселювання ідеального газу проходить ізоентальпно $i_1 = i_2$ та ізотермічно $T_1 = T_2$. Тоді й величина $\alpha_i = 0$.

Досліди показують, що для реальних газів знак α може бути різним залежно від початкових параметрів стану газу. Стан газу, для якого $\alpha_i = 0$, називають точкою інверсії ефекту Джоуля–Томпсона. Якщо початкова температура T_1 (до дроселя) дорівнює



1–2 — процес дроселювання за $i_1 = i_2 = \text{const}$;
 1–3 — адіабатний процес розширення газу до дроселя під тиском p_1 до p_3 ;
 2–3' — адіабатний процес розширення газу після дроселя під тиском p_2 до p_3 ;
 $T_2 - T_1 = \Delta T$ інтегральний дросель-ефект

Рис. 14. Процес дроселювання пари в I - S -діаграмі

температурі інверсії $T_1 = T_{\text{інв}}$, то температура газу під час дроселювання не змінюється, і процес проходить ізотермічно:

– за $T_1 < T_{\text{інв}}$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_i < 0 \\ T_2 < T_1 \end{array} \right\} \text{газ охолоджується,}$$

– за $T_1 > T_{\text{інв}}$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_i > 0 \\ T_2 > T_1 \end{array} \right\} \text{газ нагрівається.}$$

Значення $T_{\text{інв}}$ з достатньою точністю можна обчислити за формулою

$$T_{\text{інв}} \approx 6,25 T_{\text{кр}}, K, \quad (95)$$

де $T_{\text{кр}}$ — критична температура газу. Для повітря $T_{\text{інв}} = 760 K$, для водяної пари $T_{\text{інв}} = 4370 K$, а для H_2 — $T_{\text{інв}} = 216 K$. Тому якщо до дроселя температура газу становить 20°C ($293 K$), то після дроселя температура водяної пари й повітря будуть знижуватись, а водню — зростати.

Дроселювання супроводжується зменшенням роботоzдатності газу, яке оцінюється розрахуванням перепадом ентальпій у процесі одержання роботи під час розширення газу від початкового стану до й після дроселя.

Зменшення роботоzдатності під час дроселювання визначають за залежністю:

$$\Delta l = l_{1-3} - l_{2-3} = (i_1 - i_3) - (i_2 - i_3) = i_3 - i_3, \quad (96)$$

Із рисунку 14 видно, що в ході дроселювання вологий газ у точці 1 до дроселя перетворюється в перегрітий газ у точці 2 після дроселя за умови, що $T_2 < T_1$. Зміна стану газу без підведення теплоти і зменшення його температури пояснюється падінням тиску газу після дроселя та відповідним зниженням температури насичення. Процес дроселювання використовують для зниження температури РТ у холодильних машинах, осушування газу, очищення його від компонентів із великою температурою конденсації.

сації (насичення) у низькотемпературній сепарації. Залежність (88) перепаду тиску на діафрагмі від швидкості й витрат газу, який протікає через неї, використовується у вузлах обліку газу чи пари. За показами дифманометрів, які вимірюють перепад тиску на вимірювальних діафрагмах, визначають величину швидкості W і витрати газу V .

Контрольні запитання

1. Чому залежності для визначення характеристик процесів зміни стану ідеального газу неприйнятні для реальних газів та пари?
2. Написати формули для визначення таких характеристик вологої пари з показником сухості x : густини, ентальпії, ентропії.
3. Чому, визначаючи зміну внутрішньої енергії Δu ідеального газу в різних процесах, використовуємо одну формулу, а цю зміну для реального газу Δu встановлюємо за різними залежностями?
4. Написати залежності для визначення зміни внутрішньої енергії та теплоти в різних термодинамічних процесах.
5. Із рівняння першого закону термодинаміки для реальних газів визначити величину роботи розширення та записати її для різних процесів.
6. Назвати найдоцільніший процес стискування газу в компресорі з врахуванням витрат енергії на процес стискування.
7. Як визначають величину показника стискування в одному ступені компресора?
8. Що таке детандер? Зобразити в T - S -координатах адіабатний процес розширення газу в детандері.
9. Як визначають роботу на привод компресора в адіабатному, ізотермічному й політропному процесах?
10. Записати перший закон термодинаміки для потоку.
11. Як можна одержати й використати роботу потоку газу?
12. Пояснити, чому збільшення площі каналу за дозвукових швидкостей потоку спричиняє зменшення швидкості, а збільшення площі перетину каналу за надзвукових швидкостей зумовлює підвищення швидкості.
13. Що являють собою дифузор, конфузор, сопло Лаваля?
14. Як визначити швидкість витікання газу із трубопроводу у докритичному й позакритичному режимах витікання газу?
15. Як визначити масові й об'ємні витрати газу в умовах його витікання із трубопроводу?
16. Пояснити вплив сил тертя на швидкість витікання газу із трубопроводу. Визначити швидкість витікання, враховуючи сили тертя.

Перші фізичні дослідження, що довели можливість одержати низькі температури під час розширення газів проведено в 1877 р. Гірничий інженер П.Кайете виявив скрапленний ацетилен у лабораторній склянці, у якій випадково відкрилася теча. Різне зниження тиску спричинило утворення пари, а потім — і рідкої фази. Майже одночасно Р.Пикте із Женеви сповістив про одержання рідкого кисню з температурою -140°C .

Перший із патентів на холодильний пристрій, датований 1887 р., видано В. Сіменсу. У 1879 р. з Австралії до Франції надійшов перший рефрижератор. Зріджене повітря було одержано 1902 р. Усі методи скраплення ґрунтувалися на охолодженні газу під розширення з виконанням роботи в поршневному або турбінному двигуні. Д.Дьюар у 1898 р. отримав рідкий водень, зменшивши температуру до 129 К, і в 1908 році Камерлінг Оннес із Голландії — рідкий гелій, досягнувши температури тільки на 1 градус від різнилася від абсолютного нуля. Інтерес до низьких температур перебував у площині не тільки практичних інтересів. Фізиків давно цікавило питання про можливість перевести в рідку фазу газу.

У 1939 р. П. Л. Капіца довів значну ефективність машин для зрідження, в яких газ виконує роботу, розширюючись на лопатках турбіни. Турбодетандери з того часу стали дуже розповсюдженими.

Задачі

№1. Визначити ентальпію, ентропію, внутрішню енергію вологої пари за надлишкового тиску 12 ат і показника сухості $x = 0,98$.

Розв'язання

У таблиці водяної пари [1] знаходимо характеристики пари під абсолютним тиском $P = 12 + 1 = 13$ ата:

- ентальпія киплячої рідини $i' = 814,5$ кДж/кг;
- прихована теплота пароутворення $r = 1973$ кДж/кг;
- питомий об'єм сухої пари, за $x = 1$ $v' = 0,151$ м³/кг;
- ентропія киплячої рідини $S' = 22,5$ кДж/кг·гр.

Ентропію рідини у стані насичення можна також визначити за залежністю (28)

$$S' = C_{mv} \cdot l_n \frac{T_H}{273} = 4,19 l_n \frac{191,6 + 273}{273} = 2,23 \text{ кДж/кг К.}$$

За залежністю (48) для вологої пари обчислюємо її ентальпію

$$i_x = i' + r \cdot x = 814,5 + 1973 \cdot 0,98 = 2748,5 \text{ кДж/кг.}$$

Питомий об'єм вологої пари обчислюють за залежністю (47)

$$v_x = 0,151 \cdot 0,98 + (1 - 0,98) \cdot 0,00115 = 0,148 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Внутрішню енергію вологої пари визначають за формулою (53)

$$u_x = i_x - p \cdot v_x = 2748,5 - \frac{13 \cdot 101325 \cdot 0,148}{1000} = 2541,3 \text{ кДж/кг.}$$

№2. Встановити витрату природного газу для парового котла паропродуктивністю 5 тонн перегрітої пари на годину. Температура пари — 450°C, тиск — 0,7 МПа (надлишковий). Температура води, що подається в котел для виробництва пари, — + 60°C. Теплота згорання природного газу $Q_p^p = 37000$ кДж/м³, ККД котла 85%. Визначити температуру киплячої води й сухої насиченої пари в такому котлі.

Розв'язання

Процес виробництва пари в котлі відбувається ізобарно, $p = \text{const}$. У такому процесі питому кількість теплоти (на 1 кг пари) визначають як різницю ентальпій кінцевого й початкового стану пари

$$q = i_n - i_g = 3373 - 60 \cdot 4,19 = 3121,6 \text{ кДж/кг,}$$

де i_n — ентальпія перегрітої пари згідно з таблицями [1] або i - S -діаграмою під абсолютним тиском 0,8 МПа й за температури 450°C, $i_n = 3373$ кДж/кг;

i_g — ентальпія води за температури 60°C, $i_g = C_g \cdot t_g = 251,4$ кДж/кг.

Для виробництва 5000 кг/год пари необхідну кількість теплоти визначають з формули

$$Q = q \cdot m = 3121,6 \cdot 5000 \cdot 10^{-6} = 15,6 \text{ ГДж/год} = 4,33 \text{ МВт} = 3,71 \text{ Гкал/год.}$$

Витрати палива для одержання зазначеної кількості теплоти

$$B_{\Gamma} = \frac{Q}{Q_{\text{H}}^{\text{p}} \cdot \eta} = \frac{15,6 \cdot 10^6}{37000 \cdot 0,85} = 496 \text{ нм}^3/\text{год.}$$

Температури киплячої води й сухої насиченої пари будуть однаковими, оскільки пароутворення, що відбувається під $p = \text{const}$, не супроводжується зміною температури.

№3. Повітря з масовими витратами 100 кг/с, під тиском 0,1 МПа й за температури 20°C стискується за адіабатою до 0,8 МПа. Визначити температуру наприкінці стискування, теоретичну роботу на привод компресора, дійсну потужність привода компресора й витрати палива з теплою згорання 37000 кДж/м³ у камері згорання двигуна компресора за умови, що термічний ККД двигуна становить 55%. Задачу розв'язати для одноступеневого та двоступеневого компресора з проміжним охолодженням стиснуваного повітря.

Розв'язання

Одноступеневе стискування. Температуру наприкінці стискування визначають із рівняння адіабатного процесу згідно з таблицею 5

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 293 \cdot 8^{\frac{0,4}{1,4}} = 293 \cdot 1,81 = 530 \text{ K} = 257^{\circ}\text{C}.$$

Теоретична робота компресора визначається за залежністю (62)

$$l_k = - \frac{k \cdot h}{k-1} \cdot RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = - \frac{1,4 \cdot 1}{0,4} \cdot 0,287 \cdot 293 (1,81 - 1) = -238,4 \text{ кДж/кг.}$$

Дійсна потужність привода компресора

$$N_k = \frac{m \cdot l_k}{\eta_{\text{M}} \cdot \eta_{\text{T}}} = \frac{238,4 \cdot 100}{0,8 \cdot 0,87} = 34252 \text{ кВт} = 34,25 \text{ МВт.}$$

Витрати газу в камері згорання двигуна компресора

$$B_{\text{г}} = \frac{P \cdot N_k}{Q_{\text{PH}} \cdot \eta_{\text{д}}} = \frac{34252}{37000 \cdot 0,55} = 1,68 \text{ м}^3/\text{с.}$$

Двоступеневе стискування. Показник стискування в кожному ступені визначають відповідно до залежності (65)

$$y = h \sqrt{\frac{P_k}{P_n}} = \sqrt{\frac{8}{1}} = 2,84.$$

Температура наприкінці стискування в кожному ступені

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 293 \cdot 2,84^{\frac{0,4}{1,4}} = 293 \cdot 1,35 = 396 \text{ K} = 123^{\circ}\text{C}.$$

Теоретична робота у двох ступенях

$$l_k = - \frac{K \cdot h}{K-1} \cdot RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = - \frac{1,4 \cdot 1}{0,4} \cdot 0,287 \cdot 293 \cdot (1,35 - 1) = - 206 \text{ кДж/кг.}$$

Дійсна потужність привода компресора

$$N_k = - \frac{m \cdot l_k}{\eta_M \cdot \eta_T} = \frac{206 \cdot 100}{0,8 \cdot 0,87} = 29597 \text{ кДж/кг.}$$

Витрати газу в камері згорання двоступеневого компресора

$$V_r = \frac{N_k}{Q_H^p \cdot \eta} = \frac{29597}{37000 \cdot 0,55} = 1,54 \text{ м}^3/\text{с.}$$

Витрати палива й потужність двигуна під час двоступеневого стискування менші внаслідок наближення процесу до ізотермічного.

№4. Природний газ, до об'ємного складу якого входять: метан, CH_4 — 94%, етан, C_2H_6 — 2% об., пропан, C_3H_8 — 1% об., азот N_2 — 2% об. та діоксид вуглецю CO_2 — 1% об., — витікає із трубопроводу діаметром 200 мм в атмосферне повітря. Тиск у газопроводі становить $P_1 = 0,25$ МПа (надлишковий), температура газу в газопроводі $t_1 = +15^\circ\text{C}$. Показники адіабати для складових газу взяти з таблиці 10.

Таблиця 10. Показники адіабати для складових газу

Назва компонента, формули	CH_4	C_2H_6	C_3H_8	C_4H_{10}	N_2	CO_2
Показник адіабати	1,32	1,20	1,14	1,09	1,4	1,31

Визначити швидкість витікання та витрати газу. Задачу розв'язати за умов витікання газу через циліндричне сопло та через сопло Лавалля. Умови витікання вважати адіабатними, барометричний тиск — 735 мм рт. ст. Абсолютний тиск газу в трубопроводі

$$P_A = P_{\text{МАН}} + P_{\text{БАР}} = 0,25 + 0,1 = 0,35 \text{ МПа.}$$

Розв'язання

За законом адитивності визначаємо показник адіабати суміші газів

$$k = k_{\text{CH}_4} \cdot r_{\text{CH}_4} + k_{\text{C}_2\text{H}_6} \cdot r_{\text{C}_2\text{H}_6} + k_{\text{C}_3\text{H}_8} \cdot r_{\text{C}_3\text{H}_8} + k_{\text{N}_2} \cdot r_{\text{N}_2} + k_{\text{CO}_2} \cdot r_{\text{CO}_2} = 1,32 \cdot 0,94 + 1,2 \cdot 0,02 + 1,14 \cdot 0,01 + 1,4 \cdot 0,02 + 1,61 \cdot 0,01 = 1,32.$$

Витікання через циліндричне сопло.

Визначаємо відношення тиску в середовищі, в яке витікає струмінь P_2 , до тиску в трубі P_1

$$\beta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{0,1}{(0,25 + 0,01)} = 0,286.$$

Встановлюємо критичне відношення тисків

$$\beta_{кр} = \frac{P_{кр}}{P_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{1,32+1}\right)^{\frac{1,32}{0,32}} = 0,542.$$

Оскільки $\beta < \beta_{кр}$, швидкість витікання буде критичною, а витрати — максимальними. Визначаємо критичний тиск на виході із сопла. Він буде більшим за тиск у середовищі, в яке витікає струмінь

$$P_{2кр} = P_1 \cdot \beta_{кр} = 0,35 \cdot 0,542 = 0,189 \text{ МПа} = 1,89 \text{ ата.}$$

Швидкість витікання обчислюємо за формулою (87)

$$W = \varphi \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} \cdot P_1 \cdot v_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{P_{кр}}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = 0,9 \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{1,32}{0,32} \cdot 0,35 \cdot 10^6 \cdot 0,39 \left[1 - \left(\frac{0,189}{0,35}\right)^{\frac{1,32-1}{1,32}}\right]} = 352 \text{ м/с,}$$

де v_1 — питомий об'єм газу за параметрів P_1, T_1 у трубопроводі; визначається з рівняння стану реального газу

$$v_1 = \frac{z_1 \cdot R_{\mu} \cdot T_1}{P_1 \cdot \mu} = \frac{0,99 \cdot 8314 \cdot (273 + 15)}{17,1 \cdot 0,35 \cdot 10^6} = 0,39 \text{ м}^3/\text{кг,}$$

де μ — молекулярна маса газу; розраховується за відомими молекулярними масами компонентів й об'ємним складом газу за законом адитивності

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_{CH_4} \cdot r_{CH_4} + \mu_{C_2H_6} \cdot r_{C_2H_6} + \mu_{C_3H_8} \cdot r_{C_3H_8} + \mu_{N_2} \cdot r_{N_2} + \mu_{CO_2} \cdot r_{CO_2} = \\ &= (12+4) \cdot 0,94 + (24+6) \cdot 0,02 + (36+8) \cdot 0,01 + 28 \cdot 0,02 + (12+32) \cdot 0,01 = 17,1 \text{ кг.} \end{aligned}$$

Об'ємні витрати газу під час його витікання з трубопроводу

$$V = W F 3600 = 391 \cdot \frac{3,14 \cdot 0,2^2}{4} \cdot 3600 = 44198 \text{ м}^3/\text{год.}$$

Масові витрати газу визначають за залежністю

$$M = V/v_{2кр},$$

де $v_{2кр}$ — питомий об'єм газу за критичних параметрів на виході з трубопроводу; визначається за рівнянням адіабатного процесу

$$v_{2кр} = v_1 \cdot \left(\frac{P_1}{P_{2кр}}\right)^{\frac{1}{k}} = 0,39 \cdot \left(\frac{0,35}{0,189}\right)^{\frac{1}{1,32}} = 0,62 \text{ м}^3/\text{кг,}$$

$$M = 44198/0,62 = 71287 \text{ кг/год.}$$

Якщо ентальпію газу можна визначити відповідно до діаграм стану, то швидкість витікання можна розрахувати за формулою

$$W = 44,76 \cdot \varphi \sqrt{i_1 - i_{2кр}} = 44,76 \cdot 0,9 \sqrt{932 - 832} \approx 352 \text{ м/с},$$

де i_1 — ентальпія газу під тиском P_1 та за температури T_1 ;

$i_{2кр}$ — ентальпія за критичного тиску за умови витікання його через сопло Лавалля (надзвукове сопло). Обмежень на величину тиску газу на виході із сопла немає, тому тиск газу P_2 буде дорівнювати тиску газу в середовищі, в яке витікає потік газу, $P_{БАР} = P_2 = 1 \text{ ата}$.

Швидкість витікання й масові витрати визначають за аналогічними залежностями без обмеження кінцевого тиску. Питомий об'єм газу на виході із сопла також розраховують за $P_2 = P_{БАР} = 0,1 \text{ МПа}$

$$W = \varphi \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} \cdot P_1 v_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = 0,95 \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{1,32}{0,32} \cdot 0,35 \cdot 10^6 \cdot 0,39 \left[1 - \left(\frac{0,1}{0,35} \right)^{\frac{1,32-1}{1,32}} \right]} = 567 \text{ м/с}.$$

$$v_{2кр} = v_1 \cdot \left(\frac{P_1}{P_{2кр}} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,39 \cdot \left(\frac{0,35}{0,189} \right)^{\frac{1}{1,32}} = 1,00 \text{ м}^3/\text{кг}$$

$$V = W F 3600 = 567 \cdot \frac{3,14 \cdot 0,2^2}{4} \cdot 3600 = 64093 \text{ м}^3/\text{год}.$$

$$M = V/v_2 = 64093/1,0 = 64093 \text{ кг/год}.$$

Отже, об'ємні витрати газу у випадку протікання через надзвукове сопло Лавалля збільшуються за рахунок збільшення швидкості витікання.

№5. Природний газ із складом, наведеним у задачі 4, дроселюється на діаграмі від тиску 70 ата (абсолютних) до тиску 4 ата. Початкова температура газу $+10^\circ\text{C}$.

Визначити величину інтегрального дросель-ефекту, температуру наприкінці процесу дроселювання, зміну ентропії під час дроселювання.

Розв'язання

На T–S-діаграмі природного газу (додаток 3) за відомими величинами тиску 70 ата і температури 10°C (283 K) знаходять точку 1, яка характеризує початковий стан і параметри газу до дроселя. Фіксують величину початкової ентропії газу до дроселя $S_1 = 1,13 \text{ ккал/кг}\cdot\text{K}$. На перетині кривої постійної ентальпії, яка проходить через точку 1, та ізобари кінцевого тиску 4 ата знаходять точку 2, яка характеризує кінцевий стан газу після дроселя (ізоентальпний процес). За допомогою діаграми стану природного газу за вказаною точкою встановлюють значення параметрів газу після діафрагми: температури $T_2 = 257 \text{ K}$ ($t_2 = -16^\circ\text{C}$) й ентропії $S_2 = 1,44 \text{ ккал/кг}\cdot\text{K}$. За одержаними величинами визначають інтегральний дросель-ефект $\Delta T = T_1 - T_2 = 283 - 257 = 26 \text{ K}$.

Отже, під час дроселювання на діаграмі від тиску 70 ата до 4 ата температура

природного газу знижується на 26 К.

№6. Перегріта водяна пара масою 1 кг із початковими параметрами $t_1 = 350^\circ\text{C}$ і $P_1 = 0,16$ МПа стискується ізотермічно так, що від неї відводиться 1315 кДж/кг теплоти. Знайти тиск наприкінці процесу стискування, зміну внутрішньої енергії та роботу процесу.

№7. Водяна пара під тиском 3,5 МПа й за температури 450°C розширюється ізентропно до сухого насиченого стану, а потім охолоджується за постійного об'єму до температури 120°C . Визначити роботу процесу й кількість теплоти, що передається у навколишнє середовище.

№8. Суха водяна насичена пара перегрівається під постійним тиском 11 МПа до температури 510°C , а потім розширюється за адіабатою знову до сухої насиченої пари. Знайти теплоту для перегрівання пари, зміну внутрішньої енергії та ентальпії.

№9. Якою повинна бути площа перетину запобіжного клапана парового котла паропродуктивністю 5000 кг/год під тиском 10 МПа, щоб у разі раптового припинення відбору пари тиск у котлі не перевищував 10 МПа?

№10. Згідно з умовами роботи технологічного обладнання, до нього необхідно подавати водяну пару з тиском 0,1 МПа й температурою 135°C . Котельня генерує пару під тиском 2 МПа. За допомогою I–S-діаграми водяної пари визначити, яким повинен бути стан водяної пари, яку подають із котельні до редуційного клапана, щоб за ним одержати пару заданих параметрів.

8. ВОЛОГІ ГАЗИ Й ПОВІТРЯ

У природі не існує абсолютно сухих газів. Такі широко використовувані в техніці газу, як атмосферне повітря, природний газ, продукти згорання палива завжди містять водяну пару.

Навіть незначна кількість водяної пари за певних умов може суттєво впливати на термодинамічні властивості газу. Якщо ж частка водяної пари значна або водяна пара змінює фазовий стан, то парогазова суміш набуває особливих характеристик, що відрізняються від характеристик сухих газів.

Суміш сухого газу (повітря) та водяної пари називають вологим газом (повітрям). Вологий газ розглядатимемо як газову суміш ідеальних газів, для якої справедливий закон Клапейрона. Тоді тиск вологого газу P можна записати як суму парціальних тисків сухого газу P_2 та водяної пари P_n

$$P = P_2 + P_n \text{ Па.} \quad (97)$$

Стан водяної пари у вологому газі визначається її парціальним тиском P_n та температурою $T_2 = T_n$.

Максимально можливий парціальний тиск водяної пари (ВП) за заданої температури — називається тиском насичення P_n . Якщо водяна пара в суміші з газом (повітрям) досягає значень P_n і більших, то такий газ (повітря) називають наси-

№6. Перегріта водяна пара масою 1 кг із початковими параметрами $t_1 = 350^\circ\text{C}$ і $P_1 = 0,16$ МПа стискується ізотермічно так, що від неї відводиться 1315 кДж/кг теплоти. Знайти тиск наприкінці процесу стискування, зміну внутрішньої енергії та роботу процесу.

№7. Водяна пара під тиском 3,5 МПа й за температури 450°C розширюється ізентропно до сухого насиченого стану, а потім охолоджується за постійного об'єму до температури 120°C . Визначити роботу процесу й кількість теплоти, що передається у навколишнє середовище.

№8. Суха водяна насичена пара перегрівається під постійним тиском 11 МПа до температури 510°C , а потім розширюється за адіабатою знову до сухої насиченої пари. Знайти теплоту для перегрівання пари, зміну внутрішньої енергії та ентальпії.

№9. Якою повинна бути площа перетину запобіжного клапана парового котла паропроодуктивністю 5000 кг/год під тиском 10 МПа, щоб у разі раптового припинення відбору пари тиск у котлі не перевищував 10 МПа?

№10. Згідно з умовами роботи технологічного обладнання, до нього необхідно подавати водяну пару з тиском 0,1 МПа й температурою 135°C . Котельня генерує пару під тиском 2 МПа. За допомогою I–S-діаграми водяної пари визначити, яким повинен бути стан водяної пари, яку подають із котельні до редуційного клапана, щоб за ним одержати пару заданих параметрів.

8. ВОЛОГІ ГАЗИ Й ПОВІТРЯ

У природі не існує абсолютно сухих газів. Такі широко використовувані в техніці газу, як атмосферне повітря, природний газ, продукти згорання палива завжди містять водяну пару.

Навіть незначна кількість водяної пари за певних умов може суттєво впливати на термодинамічні властивості газу. Якщо ж частка водяної пари значна або водяна пара змінює фазовий стан, то парогазова суміш набуває особливих характеристик, що відрізняються від характеристик сухих газів.

Суміш сухого газу (повітря) та водяної пари називають вологим газом (повітрям). Вологий газ розглядатимемо як газову суміш ідеальних газів, для якої справедливий закон Клапейрона. Тоді тиск вологого газу P можна записати як суму парціальних тисків сухого газу P_2 та водяної пари P_n

$$P = P_2 + P_n \quad \text{Па.} \quad (97)$$

Стан водяної пари у вологому газі визначається її парціальним тиском P_n та температурою $T_2 = T_n$.

Максимально можливий парціальний тиск водяної пари (ВП) за заданої температури — називається тиском насичення P_n . Якщо водяна пара в суміші з газом (повітрям) досягає значень P_n і більших, то такий газ (повітря) називають насиченим; водяна пара в ньому починає конденсуватися. Тиск насиченого газу P' ви-

значають з формули (97) за умови, що $P_n = P_n' : P' = P_2 + P_n'$. Газ, у якому $P_n < P_n'$, називають **ненасиченим**; водяна пара перебуває у ньому в перегрітому стані.

Якщо насичений газ (повітря) охолоджувати під $P = const$, то за певної температури досягається стан, у якому $P_n = P_n'$ і розпочинається процес конденсації ВП. Таку температуру називають **температурою точки роси t_p** .

Отже, **максимальний вміст водяної пари у вологому газі обмежений парціальним тиском ВП у стані насичення**. Зі збільшенням температури тиск насичення P_n підвищується. За величиною t_p згідно з таблицями водяної пари можна визначити як величину P_n' , так і максимально можливу кількість водяної пари, що міститься у вологому газі (повітрі) [3].

Величину точки роси t_p можна визначити експериментально за візуальним виявленням процесу конденсації водяної пари в газі на дзеркальній пластині, електролітичним або абсорбційним методом (ГОСТ 20060-83). Величину t_p встановлюють також за параметрами вологого газу з діаграм стану газу. При цьому необхідно врахувати, що домішки деяких газів суттєво впливають на температуру точки роси. Так, точка роси продуктів згорання газового або рідкого палива під тиском $P = 1 \text{ ата}$ становить $t_p = +56^\circ\text{C}$. Проте за наявності у продуктах згорання SO_3 і SO_2 , що утворюються під час згорання сірки у складі палива, точка роси збільшується. Наприклад, у разі концентрації SO_2 1,3% об. $t_p = +117^\circ\text{C}$, а в разі концентрації SO_2 3,2% об. продукти згорання починають конденсуватись уже за температури $t_p = +152^\circ\text{C}$.

Вміст водяної пари в газі характеризується такими параметрами:

– **абсолютна вологість a** , (кг/м³) — маса водяної пари, що міститься в 1 м³ вологого газу (повітря); чисельно дорівнює густині водяної пари за заданої температури газу t і парціальному тиску водяної пари у газі P_n

$$a_n = \frac{m_n}{V} = \frac{m_n}{V_n} = \rho_n, \text{ кг/м}^3, \quad (98)$$

де m_n — маса водяної пари, кг, (г); V_2 — об'єм вологого газу, що дорівнює об'єму водяної пари, $V_2 = V_n, \text{ м}^3$; ρ_n — густина водяної пари.

Для стану насичення за будь-якої температури і парціальному тиску насиченої водяної пари P_n записують рівняння (98) у вигляді

$$a_n = \frac{m_n}{V} = \frac{m_n}{V_n} = \rho_n, \text{ кг/м}^3, \quad (99)$$

де a_n — **абсолютна вологість у стані насичення**, кг/м³; m_n — маса водяної пари в газі у стані насичення, кг; ρ_n — густина водяної пари у стані насичення (під $P = 101 \text{ кПа}$ й за температури $t = 100^\circ\text{C}$, $a_n = \rho_n = 0,598 \text{ кг/м}^3 = 598 \text{ г/м}^3$);

– **відносна вологість φ , част. од. (%)** — відношення абсолютної вологості в ненасиченому заданому стані до абсолютної вологості у стані насичення

$$\varphi = \frac{a_n}{a_n'} = \frac{\rho_n}{\rho_n'} = \frac{v_n}{v_n'} = \frac{P_n}{P_n'}, \text{ част. од.} \quad (100)$$

Параметри газу в ненасиченому стані можна визначити за параметрами насиченого відповідно до залежностей

$$a = a_n \cdot \varphi, \text{ кг/м}^3; \quad p = p_n \cdot \varphi, \text{ Па}; \quad (101)$$

– **вологівміст** d , г/кг — відношення маси водяної пари до маси сухого газу в їхній суміші

$$d = \frac{m_n}{m_2} = \frac{\rho_n}{\rho_2} = \frac{P_n V}{R_n T} \cdot \frac{R_2 T}{P_2 V}, \quad \text{г/кг},$$

після скорочення одержуємо

$$d = \frac{P_n \cdot R_2}{R_n \cdot P_2} = \frac{R_2 \cdot \varphi \cdot P_n}{R_n \cdot (P - P_2)} = \frac{18000 \cdot \varphi \cdot P_n}{(P - \varphi \cdot P_n) \cdot \mu_2}, \quad \text{г/кг}. \quad (102)$$

Із (102) можна дійти висновку, що зі збільшенням молекулярної маси газу його вологовміст зменшується.

Щоб визначити абсолютну вологість газу a у грамах, приведених на 1 м^3 газу за нормальних умов, вираз (102) необхідно помножити на густину сухого газу за Н.У., яка визначається за залежністю $\rho_2 = \mu_2 / 22,4$

$$a = d \frac{\mu_2}{22,4} = \frac{18000 \cdot \varphi \cdot P_n}{(P - \varphi \cdot P_n) \cdot \mu_2} \cdot \frac{\mu_2}{22,4} = 804 \frac{\varphi \cdot P_n}{P - \varphi \cdot P_n}, \quad \text{г/м}^3. \quad (103)$$

Абсолютна вологість будь-якого газу за однакових температурах, відносній вологості й тиску матиме однакову величину. В разі збільшення тиску вологого газу, зменшуватимуться абсолютна вологість і вміст водяної пари в газі. Тому зі збільшенням тиску може відбуватись конденсація водяної пари в газі та його осушування. Так, якщо за температури 20°C абсолютна вологість газу в насиченому стані за $\varphi = 100\%$ і під тиском 101 кПа (1 ат) $a_n = 17,3 \text{ г/м}^3$, то зі збільшенням тиску до 1013 кПа (10 ат) максимально можлива кількість водяної пари, що може утримуватись у газі в насиченому стані, становитиме тільки $a_n = 1,9 \text{ г/м}^3$, а під тиском 3090 кПа (30 ат) — $a_n = 0,7 \text{ г/м}^3$.

За наявності в газі SO_3 і SO_2 ця величина буде значно меншою. Залежності (102) і (103) можна записати для стану насичення у вигляді

$$d_n = \frac{18000 \cdot P_n}{(P - P_n) \cdot \mu_2}, \quad \text{г/кг}; \quad (104)$$

$$a_n = 850 \frac{P_n}{P - P_n} \text{ г/м}^3. \quad (105)$$

У довідковій літературі наведено значення P_n залежно від температури тиску газу. Для зазначених параметрів насиченого стану газу його температура відповідає значенню температури точки роси t_p . У таблиці 11 наведено деякі із цих параметрів.

Таблиця 11. Абсолютна вологість повітря (газу) $a_{\text{ну}}$ у стані насичення залежно від температури і тиску (приведена до стану газу за нормальних умов) [3]

Точка роси вологи $t, ^\circ\text{C}$	$P, \text{Па}$	Кількість водяної пари в газі у стані насичення, г/нм^3 , за величини тиску газу P в ата				
		1	2	5	10	20
-8	326,5	2,61	1,30	0,52	0,26	0,13
-5	420,3	3,36	1,67	0,67	0,33	0,17
0	609,1	4,87	2,43	0,97	0,48	0,24
2	705,2	5,65	2,81	1,12	0,56	0,28
5	869,0	6,97	3,47	1,38	0,69	0,35
8	1066,3	8,57	4,26	1,70	0,85	0,42
90	4232	31,82	18,7	7,0	3,3	1,8

Осушувати газ можна такими методами:

- розширюючи газ в ході його дроселювання. Внаслідок зниження температури газу під час дроселювання зменшується вміст водяної пари в насиченому стані; водяна пара конденсується і видаляється із сепаратора після дроселя. Наприклад, згідно з діаграмами стану CH_4 зі зменшенням тиску CH_4 від 200 до 100 ат його температура знижується від $+27^\circ\text{C}$ до -9°C , а вміст водяної пари — від 32 г/м^3 до 9 г/м^3 . Зазначене зменшення температури може призвести до утворення в трубопроводах кристалогідратних пробок — кристалічних утворень, що закупорюють трубопроводи, якими транспортуються вуглеводневі гази. Тому, використовуючи дросельний ефект для осушування газу, необхідно вводити антигідратні розчини метанолу або диетиленгліколю;
- адіабатно розширюючи газ в турбодетандерах чи в розширювальних циліндрах компресорів. Охолодження газу при цьому достатньо ефективне; воно визначається залежністю [4] в таблиці 5. Охолодження газу спричиняє конденсацію водяної пари в ньому й відповідно осушення;
- продуваючи газ через твердий поглинач вологи — силікагель, боксит алюмінію Al_2O_3 (адсорбція водяної пари);
- контактом газу з рідким поглиначем вологи — хлористим кальцієм, літієм, диетиленгліколем із подальшою їхньою регенерацією (абсорбція водяної пари);
- контактом газу (повітря) з холодоагентом — холодною водою, фреоном, аміаком тощо. Відведення явної теплоти від газу до холодоагенту спричиняє зниження температури газу та параметрів насичення $P_{\text{н}}$, $a_{\text{н}}$ і конденсації вологи.

Під час нагрівання газу без процесів вологообміну (сухому нагріванні) вміст вологи в газі не змінюється. У такому процесі лише зменшуватиметься відносна вологість

φ , і під час подальшого охолодження газу стан насичення відновлюватиметься.

Ентальпія вологого газу (повітря) масою $(1 + d)$ кг складається з ентальпії сухого газу (повітря) i_2 та ентальпії водяної пари i_n

$$i = i_2 + i_n d_n, \text{ кДж/кг.} \quad (106)$$

Розв'язуючи практичні задачі, ентальпію вологого повітря обчислюють за приблизним виразом

$$i = 0,24 \cdot t + 0,6 \cdot d, \text{ кДж/кг.}$$

Аналогічно визначають масову теплоємність вологого газу

$$C = C_2 + C_n d, \text{ кДж/кг К.} \quad (107)$$

Значення ентальпій та інших параметрів вологого повітря можна встановити з діаграми стану $i-d$. Її побудовано для 1 кг повітря за $P = const = 745 \text{ мм рт. ст.}$ По осі абсцис відкладають вологовміст d , а по осі ординат — ентальпію, i в кДж/кг (рис. 15 і додаток 5).

Крива $\varphi = 100\%$ на діаграмі є пограничною лінією, на якій перебуває газ у стані насичення. Над кривою $\varphi = 100\%$ міститься область вологого газу, а під нею — область насиченого газу в стані конденсації. По осі ординат відкладено також парціальний тиск.

За допомогою $i-d$ -діаграми виконують інженерні розрахунки процесів зміни стану повітря і природного газу під тиском, близьким до атмосферного. $I-d$ -діаграма дає також змогу визначити стан та параметри вологого повітря і газу.

Визначення температури точки роси й температури мокрого термометра за заданими параметрами стану повітря (газу)

За заданими параметрами вологого газу (φ_r , t_r , i_1) знаходять на $i-d$ -діаграмі точку 1, яка характеризує вихідний стан повітря. Із точки 1 проводять лінію "сухого" охолодження повітря 1-P за $d = const$ до перетину з кривою $\varphi = 100\%$, що позначає стан повітря у стані насичення. Ізотерма t_p , яка проходить через точку перетину P, позначає температуру точки роси t_p . Якщо температура на поверхні "сухого" охолоджувача нижча за t_p , то процес після перетину з кривою $\varphi = 100\%$ уже не проходить по $d = const$, а по лінії $\varphi = 100\%$ досягає точки K, що близька до температури охолоджувальної поверхні. Процес P-K супроводжується конденсацією водяної пари із повітря. Кількість сконденсованої водяної пари визначають за залежністю

$$M_s = (d_p - d_k) M_n \cdot 10^{-3}, \text{ кг/год,} \quad (108)$$

де d_p і d_k — відповідно вологовміст у початковій (P) і кінцевій (K) точках процесу, г/кг; M_n — годинні витрати повітря через охолоджувач, кг/год.

Охолодження повітря за температури охолоджувальної поверхні, що дорівнює або є більшою за t_p , проходить без випадання конденсату, тобто відбувається тільки теплообмін, без вологообміну $d = const$, $t_p \leq t_1$.

Нагрівання повітря без вологообміну в калориферах зображають вертикальною лінією за $d = const$, що має напрямом, протилежний лінії охолодження (процес P-1).

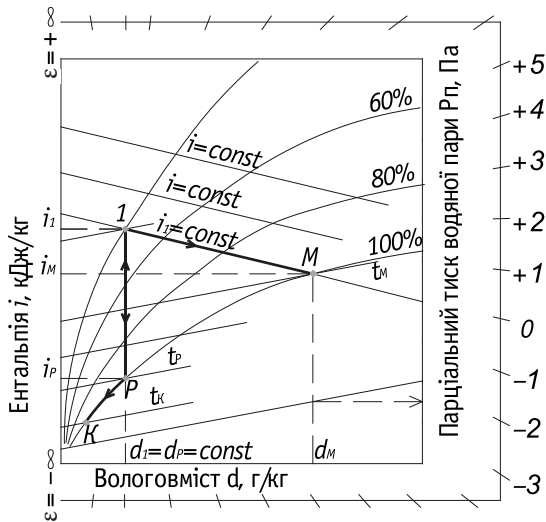


Рис. 15. I - d -діаграма стану вологого повітря

Процес здійснюється за умови підведення явного тепла, супроводжуючись підвищенням температури від t_p до t_1 і зменшенням відносної вологості від $\varphi_p = 100\%$ до $\varphi_1 < 100\%$.

Кількість теплоти, підведеної у процесі P - K , визначають, як для ізобарного процесу

$$Q = (i_1 - i_p) \cdot M_n, \text{ кДж/год}, \quad (109)$$

де i_1 й i_p — відповідно ентальпія в кінцевій і початковій точці процесу нагрівання повітря, кДж/кг, яку визначають за i - d -діаграмою; M_n — годинні витрати повітря, кг/год.

Якщо температура охолоджувальної води дорівнюватиме температурі мокрого термометра $t_{m'}$ то повітря, контактуючи з водою, охолоджуватиметься, але величина ентальпії повітря збережеться сталою, $i = \text{const}$. Це пояснюється тим, що явна теплота, яку віддає повітря, витрачається на нагрівання та часткове випаровування води. Частина води, що перетворюється на водяну пару, переходить у повітря, зволожує його й повертає повітрю еквівалентну кількість втраченої теплоти, але вже у вигляді прихованої теплоти пароутворення, $r \approx 2500$ кДж/кг вологи (розділ 6). Процес 1 - M характеризує адіабатний процес зволоження води за температури води $t = t_m$. Через точку M проходить ізотерма, яку називають **температурою мокрого термометра t_m** .

Принцип такого адіабатного процесу широко використовують, щоб зменшити температуру припливного повітря в приміщеннях у теплий період року в пристроях кондиціювання повітря.

Отже, адіабатний процес зміни стану газу (повітря) відбувається за умови, що тепло, необхідне для випаровування, забирається безпосередньо з повітря й надлишки такого тепла відсутні. Такий процес відбувається також у технологічних процесах сушіння різних продуктів нагрітим повітрям. Якщо у процесі мають місце надлишок

теплоти або недостатнє вологовиділення, то промінь процесу відхиляється від $i = \text{const}$ за годинниковою стрілкою, і за $\Delta d = 0$ його зображають вертикальною прямою $d = \text{const}$. В разі надлишкового вологовиділення $\Delta d > 0$ промінь процесу відхиляється проти годинникової стрілки. Напрямок процесу визначається величиною ε , нанесеною на поле діаграми. Коефіцієнт ε називають променем тепловологісного відношення і визначають за залежністю

$$\varepsilon = \frac{Q}{W} = \frac{\Delta i}{\Delta d}, \quad (110)$$

де Q і W — відповідно виділення теплоти й вологи.

Контрольні запитання

1. Що таке вологий газ (повітря)? Чому наявність водяної пари унеможлиблює використання для вологих газів залежностей, одержаних для ідеальних газів?
2. Що таке тиск насичення водяної пари? Що таке насичений газ?
3. Що таке точка роси? Методи визначення точки роси. Від чого залежить температура точки роси?
4. Що таке абсолютна й відносна вологість газу?
5. Як визначити параметри газу в ненасиченому стані за відомою величиною відносною вологості?
6. Як впливає тиск газу на параметри насичення вологого газу?
7. Від чого залежить здатність вологого газу утримувати в своєму складі водяну пару в перегрітому стані?
8. Як на I - d -діаграмі відбувається процес сухого нагрівання; сухого охолодження, зволоження?
9. Що таке температура мокрого термометра і як її визначають?
10. Показати на I - d -діаграмі процес адіабатного охолодження повітря водою, температура якої дорівнює температурі мокрого термометра; за температури води, нижчій за температуру мокрого термометра.
11. Як визначають кількість теплоти, витрачену на ізобарне нагрівання вологого повітря від температури t_1 до температури t_2 ?
12. Показати основні ізолінії на I - d -діаграмі вологого повітря.
13. Чим відрізняються такі характеристики вологого повітря, як абсолютна вологість і вологовміст?
14. Як визначити кількість вологи, що виділяється з вологого повітря під час його охолодження за відносною вологості $\phi = 100\%$?
15. Як осушують газ?
16. Визначити температуру точки роси й температуру мокрого термометра для повітря з вологовмістом 6 г/кг і температурою 20°C .

Задачі

№1. Визначити вологовміст та об'ємну частку водяної пари у природному газі з молекулярною масою 18 кг/кмоль із тиском 2 ата , якщо температура точки роси вологи в газі становить $t_p = +8^\circ\text{C}$ і дійсна температура газу також дорівнює $+8^\circ\text{C}$. Газ у стані насичення $\phi = 1,0$ част. од.

Розв'язання

Точка роси відповідає стану насичення, під час якого $\phi = 100\%$, а всі параметри вологого газу набувають величин, відповідних стану насичення. Дійсна температура газу й температура точки роси однакові. Це означає, що газ перебуває саме у стані насичення.

За таблицю 11 знаходимо величину парціального тиску насичення водяної пари за температури $+8^\circ\text{C}$ і під загальним тиском газу 2 ата, $P_H = 1066,3 \text{ Па} = 1,0663 \text{ кПа}$.

Відповідно до залежності (104) визначаємо величину вологовмісту в стані насичення

$$d_H = \frac{18000 \cdot P_H}{(P - P_H) \cdot \mu_2} = \frac{18000 \cdot 1,0663}{(2 \cdot 101,320 - 1066) \cdot 18} = 5,28 \text{ г/кг.}$$

Вологовміст розраховують також за залежністю (102)

$$d_H = \frac{P_H}{P_2}, \text{ г/кг.}$$

Густина насиченої водяної пари за температури $+8^\circ\text{C}$ і тиску $P_H = 1066,3 \text{ Па}$ визначають за діаграмами стану водяної пари або за таблицею 13 $\rho_H = 8,27 \text{ г/м}^3$ дійсного стану газу або $\rho_H = a_H = 4,26 \text{ г/м}^3$ приведенного до Н.У.

Гуστину сухого газу обчислюють із рівняння стану сухого газу

$$Z \cdot P_2 \cdot \nu_2 = R_2 \cdot T_2, \text{ або, } \frac{P_2}{\rho_2} = R_2 \cdot T_2 \cdot Z,$$

звідси
$$\rho_2 = \frac{P_2}{R_2 \cdot T_2 \cdot Z} = \frac{201573,7 \cdot 18}{8314 \cdot (273 + 8) \cdot 0,998} = 1,55 \text{ кг/м}^3,$$

де P_2 — парціальний тиск сухого газу, що визначають із закону Дальтона (97)

$$P_2 = P - \phi P_H = 2 \cdot 101320 - 1066,3 = 201573,7 \text{ Па.}$$

Отже, вологовміст становитиме

$$d = \frac{8,27}{1,55} = 5,3 \text{ г/кг.}$$

Для переведення масову кількість водяної пари d_H в об'ємну, необхідно виконати обчислення згідно із залежністю

$$\% \text{ об.} = d_H \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\rho_2^{\text{гв}}}{\rho_H^{\text{гв}}} \cdot 100 = 5,3 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{18 \cdot 0,001}{22,4 \cdot 0,8} = 0,53\% \text{ об.,}$$

де $\rho_2^{\text{гв}}$ і $\rho_H^{\text{гв}}$ — густина газу; водяної пари у стані насичення за нормальних умов ($t = 0^\circ\text{C}$, $P = 101,325 \text{ кПа}$); $\rho_2^{\text{гв}} = 18/22,4 \text{ кг/м}^3$, $\rho_H^{\text{гв}} = 0,8 \text{ кг/м}^3$

Отже, за температури точки роси $+8^\circ\text{C}$ у газі міститиметься до 0,53% об. водяної пари.

№2. Парціальний тиск водяної пари в атмосферному повітрі під $P_{\text{бар}} = 745 \text{ мм рт. ст}$ становить $P_H = 1500 \text{ Па}$, температура повітря $+20^\circ\text{C}$. Визначити відносну й абсолютну вологість повітря.

Розв'язання

Парціальний тиск насичення водяної пари за температури $+20^{\circ}\text{C}$ згідно з $I-d$ -діаграмою становить $P_n = 17,54$ мм рт. ст. (2333 Па). Таким чином, під парціальним тиском 1500 Па водяна пара перебуває в повітрі у перегрітому стані.

З рівняння (100) визначають відносну вологість повітря

$$\varphi = \frac{P_n}{P_n} 100 = \frac{1500}{2333} 100 = 64,29\%$$

Абсолютну вологість повітря в насиченому стані за температури $t = 20^{\circ}\text{C}$ визначають відповідно до таблиці 2 додатку 7 фізичних характеристик вологого повітря

$$a_n = 17,3 \text{ г/м}^3.$$

Абсолютну вологість повітря за $\varphi = 64,29\%$ визначають за залежністю

$$a = a_n \cdot \varphi \cdot 0,01 = 0,01 \cdot 64,29 \cdot 17,2 = 11,1 \text{ г/м}^3.$$

Окрім того, абсолютну вологість у стані насичення можна обчислити й аналітично згідно з (105) за умови приведення об'єму газу до нормальних умов

$$a_n = 804 \cdot \frac{P_n}{P - P_n} = 804 \cdot \frac{2333}{745 \cdot 133 - 2333} \approx 19,4 \text{ г/нм}^3 = 17,3 \text{ г/м}^3.$$

№ 3. Для висушування деревини використовують зовнішнє повітря температурою $t_1 = +20^{\circ}\text{C}$ та $\varphi_1 = 60\%$. Спочатку його підігрівають за $d = \text{const}$ у калорифері до $t_2 = +95^{\circ}\text{C}$, а потім — у сушарці, звідки повітря виходить з температурою $t_3 = +35^{\circ}\text{C}$.

Визначити витрати повітря й теплоти на 1 кг випарованої у сушарці води; годинні витрати повітря, якщо маса деревини, яку висушують у сушарці за одну годину, становить 500 кг/год, початкова вологість деревини $B_1 = 50\%$, а кінцева — 10%. Визначити вологовміст повітря на виході із сушарки $d_3 = ?$ і витрати насиченої водяної пари з тиском 3 ата для калорифера.

Розв'язання

У діаграмі $I-d$ знаходять початковий стан зовнішнього повітря температурою $t_1 = +20^{\circ}\text{C}$ та $\varphi_1 = 60\%$. На перетині відповідних ліній t_1 та φ_1 за допомогою діаграми визначають $d_1 = 8,9$ г/кг, $i_1 = 10,2$ ккал/кг = 42,8 кДж/кг.

Із точки 1 проводять лінію $d = \text{const}$ до перетину з ізотермою $t_2 = 95^{\circ}\text{C}$ у точці 2. Процес 1–2 характеризує нагрівання повітря у калорифері. За $I-d$ -діаграмою для точки 2 визначають $i_2 = 28,5$ ккал/кг = 119,8 кДж/кг.

Із точки 2 проводять лінію $I = \text{const}$ до перетину з ізотермою $t_3 = 35^{\circ}\text{C}$ у точці 3. Для точки 3 із $I-d$ -діаграми стану повітря визначають $d_3 = 32,8$ г/кг; $i_2 = i_3 = 28,5$ ккал/кг = 119,8 кДж/кг. Адіабатний та ізентальпійний процес 2–3 характеризує зміну стану вологого повітря в сушарці.

Зміну вологовмісту на 1 кг сухого повітря розраховують

$$\Delta d = d_3 - d_1 = 32,8 - 8,9 = 23,9 \text{ г/кг.}$$

Витрати сухого повітря для випаровування з деревини 1 кг води визначають за залежністю

$$m_n = \frac{1000}{\Delta d} = \frac{1000}{23,9} = 41,8 \text{ кг сухого повітря.}$$

Кількість вологи, яку необхідно випарувати з деревини за одну годину, обчислюють за формулою

$$G = 0,01 \cdot m_{\theta} (B_1 - B_2) = 500 (0,5 - 0,1) = 200 \text{ кг/год.}$$

Годинні витрати сухого повітря становлять

$$M = m_{\theta} \cdot G = 41,8 \cdot 200 = 8360 \text{ кг/год.}$$

Витрати теплоти для нагрівання повітря визначають за різницею ентальпій повітря до й після калорифера, як для ізобарного процесу

$$q = i_2 - i_1 = 119,8 - 42,8 = 77 \text{ кДж/кг;}$$

$$Q = q_{1-2} \cdot m = 77 \cdot 8360 = 643720 \text{ кДж/год} = 178,8 \text{ кВт.}$$

Згідно з рівнянням теплового балансу кількість теплоти Q_{1-2} , що витрачається на нагрівання повітря, повинна дорівнювати кількості теплоти $Q_{\text{ПАРИ}}$, яка виділяється в калорифері з подаванням до нього пари та її конденсації (за умови відсутності втрат теплоти в навколишнє середовище)

$$Q_{1-2} = Q_{\text{ПАРИ}}$$

Кількість теплоти, що виділяється під час конденсації насиченої пари, визначають за формулою (44)

$$Q_{\text{ПАРИ}} = m_{\text{ПАРИ}} \cdot r,$$

де r – прихована теплота пароутворення під тиском пари 3 ата, що визначається відповідно до таблиць водяної пари [1] або i - S -діаграми водяної пари, $r = 517,3 \text{ ккал/кг} = 2172,7 \text{ кДж/кг}$.

Витрати водяної пари для нагрівання повітря становитимуть

$$m_{\text{ПАРИ}} = \frac{Q_{\text{ПАРИ}}}{r} = \frac{643720}{2172,7} = 296,3 \text{ кг/год.}$$

Вологовміст повітря за рахунок асиміляції вологи, що виділяється з деревини, збільшується від $d_1 = d_2 = 8,9 \text{ г/кг}$ до $d_3 = 32,8 \text{ г/кг}$. Відносна вологість повітря на виході із сушарки відповідно до побудованого на I - d -діаграмі процесу 1-2-3 становить 90%.

№4. Параметри зовнішнього припливного повітря, що надходить у приміщення, становлять: $t_1 = +21^\circ\text{C}$, $\phi_1 = 50\%$. У приміщенні надлишково виділяється явна теплота в кількості $Q_H = 30 \text{ кВт} = 25714 \text{ ккал/год}$; зі змоченої поверхні надходить 20 кг/год вологи, яка випаровується за рахунок теплоти повітря; до приміщення внаслідок нещільності паропроводу потрапляє суха водяна пара в кількості $G_{\theta} = 30 \text{ кг/год}$; ентальпія пари $i'' = 640 \text{ ккал/год}$. Температуру мокрого термометра $t_M = +18^\circ\text{C}$ вважати рівною температурі рідини, що випаровується у приміщенні. Обчислити відносну вологість ϕ_2 , ентальпію i_2 та вологовміст d_2 повітря, яке видаляється із приміщення, якщо його температура становить 25°C .

Розв'язання

Визначають величину променя тепловологісного співвідношення ε за залежністю (110)

$$\varepsilon = \frac{Q}{W} = \frac{Q_H + Q_{\text{ВВ}} + Q}{W + G_{\theta}}$$

де Q_H — надлишкове явне виділення теплоти у приміщенні згідно з умовою задачі, $Q_H = 25714$ ккал/год; Q_{BB} — кількість теплоти, яка надходить до приміщення з впаруваною вологою, визначають за залежністю

$$Q_{BB} = W \cdot t_M \text{ ккал/год};$$

Q_H — кількість теплоти, яка надходить до приміщення з парою, розраховують за формулою

$$Q_H = G_H \cdot i'', \text{ ккал/год.}$$

$$\varepsilon = \frac{25714 + 20 \cdot 18 + 30 \cdot 640}{20 + 30} = 905.$$

Відкладаємо одержану величину тепловологісного співвідношення на $I-d$ -діаграмі, проводимо промінь процесу із точки 1 до перетину з ізотермою $t_2 = +25^\circ\text{C}$ — одержуємо точку 2, що характеризує параметри повітря, яке видаляється з приміщення. За точкою 2 визначаємо за допомогою $I-d$ -діаграми невідомі параметри повітря: вологовміст $d_2 \approx 13,5$ г/кг, відносну вологість $\varphi_2 = 56\%$, ентальпію $i_2 = 13$ ккал/кг.

Процес 1–2 змінення стану повітря показано на $I-d$ -діаграмі додатка 4.

9. ЦИКЛИ ТЕПЛОВИХ ДВИГУНІВ

9.1. Цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ)

Робоче тіло ДВЗ — це суміш газів, що утворюються в результаті згорання палива. Джерелом теплоти високої температури є паливо, яке згорає в циліндрі. З розширенням продуктів згорання теплота згорання палива частково перетворюється в роботу, а решта віддається в навколишнє середовище.

Усі відмінності наявних двигунів залежать від того, за яким термодинамічним процесом підводиться теплота:

- за ізохорним процесом — цикл Отто;
- за ізобарним процесом — цикл Дізеля;
- за ізохорно-ізобарним — цикл Тринклера.

Термодинамічний замкнутий зворотний цикл для ДВЗ можна побудувати тільки за таких умов:

- продукти згорання палива вважати ідеальним газом;
- знехтувати аеродинамічним опором під час проходження газів через впускний і випускний клапани й не враховувати процеси заповнення циліндра газом та виштовхування його з циліндра;
- вважати згорання палива (підведення теплоти) і випускання газів в атмосферне повітря (відведення теплоти) зворотними термодинамічними процесами;
- вважати процеси стискування й розширення адіабатними і зворотними.

На рисунку 16 показано у $P-v$ та $T-S$ -координатах ідеальний цикл ДВЗ з **ізохорним підведенням теплоти** q_1 у процесі 2–3 та **ізохорним відведенням теплоти** q_2 у процесі 4–1.

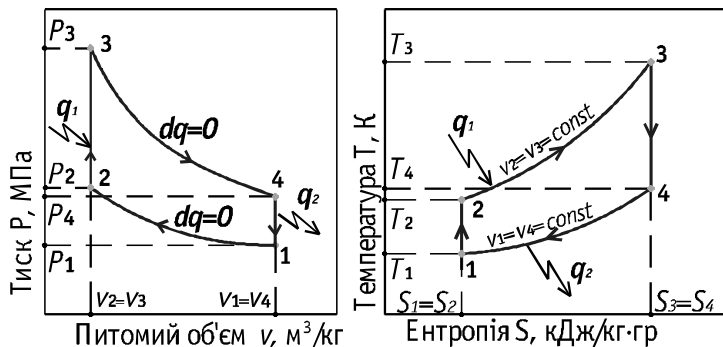


Рис. 16. Цикл Отто в $p-v$ та $T-S$ -координатах

Характеризують цикл такі параметри:

$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ — показник стиснення; $\lambda = \frac{P_3}{P_2}$ — показник підвищення тиску.

Кількість підведеної теплоти q_1 і відведеної теплоти q_2 визначають за залежностями

$$q_1 = C_{mv} \cdot (T_3 - T_2); \quad q_2 = C_{mv} \cdot (T_4 - T_1), \text{ кДж/кг.} \quad (111)$$

Термічний коефіцієнт корисної дії циклу

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{C_{mv} \cdot (T_4 - T_1)}{C_{mv} \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (112)$$

Вираз (112) одержано з урахуванням рівняння адіабатного процесу

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}. \quad (113)$$

Термічний коефіцієнт корисної дії залежить від показника стиснення й виду робочого тіла (показника адіабати k) і зростає зі збільшенням показника стиснення. Зростання “ k ” зумовлює збільшення ККД.

Щоб запобігти передчасному спалахуванню горючої суміші, $\varepsilon = 5 \dots 8$ для бензинових двигунів, $\varepsilon = 9 \dots 12$ — для газових. Зі збільшенням антидетонаційних властивостей палива показник стиснення може бути підвищеним. Температура T_2 після стиснення зростає; її значення обчислюють за рівнянням

$$T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}, \text{ К.} \quad (114)$$

Температура T_2 не повинна перевищувати температуру спалахування горючої суміші.

Перший ДВЗ з ізохорним підведенням теплоти збудував у 1876 році німецький винахідник Н. Отто. Наближеного до ізохорного процесу підведення теплоти досягають завдяки дуже швидкому процесу спалахування й миттєвому згоранню горючої суміші в циліндрі; поршень при цьому не встигає переміститись із лівого крайнього положення у праве.

У двигунах із підведенням теплоти за $p = const$ відбувається роздільне стискування палива й повітря, що запобігає власне спалахуванню й дає змогу одержати

ти високий показник стиснення. Тиск наприкінці стискування становить 3–4 МПа, температура — 600–800°C. Показник стиснення вибирають так, щоб температура повітря в циліндрі була меншою за температуру спалахування палива. Тоді воно спалахе і горить за $p = \text{const}$ у період роботи форсунки.

Ідеальний цикл Дізеля показано на рисунку 17. У процесі 1–2 повітря стискується в компресорі адіабатно до тиску P_2 .

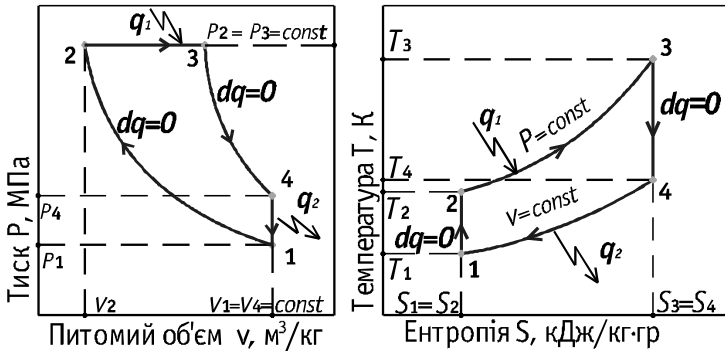


Рис. 17. Цикл Дізеля в P - v і T - S -координатах

У процесі 2–3 паливо згорає і теплота q_1 підводиться за $p_1 = \text{const}$ (завдяки повільнішому згоранню дизельного палива порівняно з бензином); в адіабатному процесі 3–4 робоче тіло розширюється і виконує роботу; у процесі 4–5 теплота відводиться в навколишнє середовище за $v = \text{const}$.

Характеристики циклу:

$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ — показник стиснення; $\gamma = \frac{v_3}{v_2}$ — показник попереднього розширення.

Кількість підведеного тепла:

$$q_1 = C_{mp} \cdot (T_3 - T_2);$$

кількість відведеного тепла:

$$q_2 = C_{mv} \cdot (T_4 - T_1).$$

Термічний ККД циклу

$$\eta = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\gamma^k - 1}{k(\gamma - 1)}. \quad (115)$$

Термічний ККД циклу залежить від показника стиснення, показника попереднього розширення й показника адіабати, за $\epsilon = 10$ і $\gamma = 2,5$ — $\eta = 0,46$, за $\epsilon = 20$ та $\gamma = 2,5$ — $\eta = 0,56$. Величина ϵ повинна унеможливити самозаймання палива.

Перший компресорний двигун із процесом згорання за $p = \text{const}$ побудував у 1895 році німецький інженер Р. Дізель.

Цикл із підведенням теплоти за $p = \text{const}$ має більший термічний ККД порівняно з циклом із підведенням теплоти за $v = \text{const}$.

Однак щоб урухомити компресор для подачі палива, витрачається до 6–10% загальної потужності двигуна. **Двигунові зі змішаним підведенням теплоти частково за $v = \text{const}$, а частково за $p = \text{const}$ не потрібен компресор.** Паливо в ньому подає помпа, витрати на привод якої значно менші. У такому двигуні попереднє

часткове згорання палива проходить у форкамері за $v = \text{const}$. Паливо спалахує від повітря, стиснутого в циліндрі до відповідної температури (процес 3–4). Догорає паливо в циліндрі (процес 3–4). В результаті поршень переміщується за $p = \text{const}$. Після згорання палива відбувається адіабатне розширення продуктів згорання (процес 4–5). Після цього продукти згорання видаляються в атмосферу за $v = \text{const}$ (процес 5–1). Таким чином, стискування повітря відбувається в адіабатному процесі 1–2, а підведення теплоти — в процесах 2–3 і 3–4.

Зображення циклу в p - v і T - S -координатах представлено на рисунку 18. Характеристики циклу:

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} \text{ — показник стиснення; } \gamma = \frac{v_4}{v_3} \text{ — показник попереднього розширення;}$$

$$\lambda = \frac{P_3}{P_2} \text{ — показник підвищення тиску.}$$

$$\text{Кількість підведеної теплоти: } q_1 = C_{mv} \cdot (T_3 - T_2) + C_{mp} \cdot (T_4 - T_3);$$

$$\text{кількість відведеної теплоти: } q_2 = C_{mv} \cdot (T_5 - T_1).$$

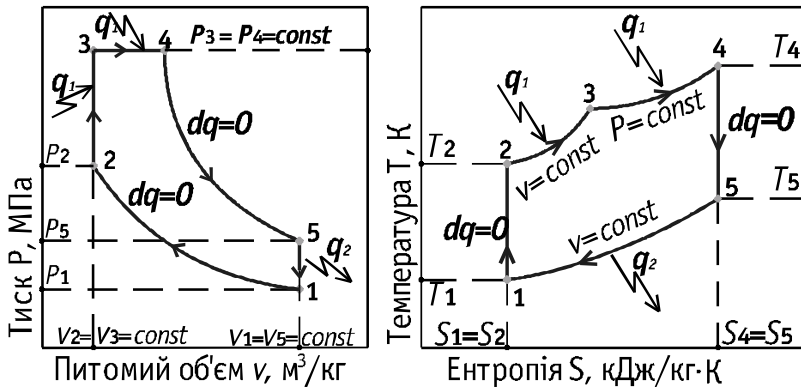


Рис. 18. Цикл Тринклера в p - v і T - S -координатах

Термічний ККД циклу

$$\eta = 1 - \frac{T_5 - T_1}{T_3 - T_2 + k(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \cdot \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (116)$$

ДВЗ, для яких ідеальним циклом є цикл з ізохорно-ізобарним підведенням теплоти, називають безкомпресорним дизелем. ККД для такого циклу збільшується зі зростанням показника стиснення ε і показника підвищення тиску λ . За $\varepsilon = 18$ – 20 значення ККД досягає 0,65–0,7.

Патент на безкомпресорний дизель видано у 1904 році російському інженерові Г. Тринклеру. Усі сучасні дизелі — безкомпресорні.

9.2. Цикли холодильних машин

Холодильні машини призначені для штучного охолодження приміщень і різних тіл до температури, нижчою за температуру навколишнього середовища. Здійснити такий процес можна тільки за умови **зворотного теплового циклу** й підведення до нього роботи ззовні. **Робота стискування у такому циклі більша за роботу розширення** за рахунок підведеної роботи, **а теплота передається від холодного джерела теплоти до гарячого**.

Основні показники роботи холодильної машини:

l_3 — зовнішня робота, що підводиться до циклу й віднесена до 1 кг р.т. (кДж/кг)

$$l_3 = q_1 - q_2; \quad (117)$$

q_1 — теплота, яка передається гарячому джерелу теплоти (в навколишнє середовище) за температури T_1 на 1 кг р.т., кДж/кг;

q_2 — теплота, що відбирається від холодного джерела теплоти (**питома холодопродуктивність**) за температури T_2 на 1 кг р.т., кДж/кг;

ε — **холодильний коефіцієнт** — характеристика економічності холодильної машини (ХМ), відношення теплоти, відведеної від холодного тіла, до витраченої при цьому роботи

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_3} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}; \quad (118)$$

Q_2 , або N_x (холодопродуктивність, або холодильна потужність ХМ), кількість теплоти, що відводиться від охолоджуваного об'єкта (холодного джерела теплоти) за одиницю часу

$$Q_2 = N_x = q_2 \cdot m, \text{ кВт}, \quad (119)$$

де m — секундні масові витрати холодоагенту — робочого тіла холодильної машини, кг/с.

Цикл ідеальної холодильної машини відбувається за зворотним циклом Карно, в якому підведення (процес 3–4) і відведення (процес 2–1) теплоти до робочого тіла проходить по ізотермах, а стискування (процес 3–2) і охолодження (процес 1–2) — по адіабатах.

Зворотний цикл Карно відбувається аналогічно прямому циклові (рис. 1), але у зворотному напрямку.

Ідеальний цикл Карно холодильної машини можна здійснити теоретично за таких умов:

1. Компресор без втрат енергії, в якому адіабатно (без теплообміну з навколишнім середовищем) стискується вологий пар. Зовнішня робота, що підводиться, витрачається виключно на зміну внутрішньої енергії робочого тіла. У процесі стискування рідка фаза вологого пару випаровується й утворюється суха насичена пара. У реальних умовах стискування відбувається за $n \neq k$, а наявність рідкої фази в компресорі спричиняє гідравлічні удари.

2. Конденсатор нескінченної поверхні, в якому пара перетворюється на рідку фазу за температури навколишнього середовища. В реальних умовах температура конденсації на 5–15°C вища за температуру навколишнього середовища і становить приблизно 45°C; поверхню конденсатора визначають з розрахунків, вона має певну кінцеву величину та обмежена економічними міркуваннями.

3. Дросельний вентиль без втрат, у якому РТ адіабатно розширюється. Реально в дроселі виділяється теплота тертя, частина РТ випаровується, ентропія під час дроселювання збільшується, інтегральний дросель-ефект падає. Внаслідок цього холодопродуктивність ХМ зменшується. Реальний процес протікає не за адіабатою, а за ізентальпією $i_1 \approx i_2 = const$.

4. Випаровувач нескінченної поверхні, в якому вся рідка фаза перетворюється на парову за температури охолоджуваного тіла (холодного джерела). Реально випаровувач має певну поверхню.

5. Усі процеси зворотні, а загалом для циклу $\oint dS = 0$. Реальні процеси не зворотні, а $\oint dS > 0$

За принципом роботи холодильні машини поділяють на парові, газові та термоелектричні; за способом підведення зовнішньої роботи — на компресорні, струминні, термоелектричні та абсорбційні; за холодоагентом — на аміачні, фреонові, газові тощо.

9.2.1. Цикл парової компресорної холодильної машини

На рисунку 19 показано принципову схему пароконпресорної холодильної машини. Вона складається з таких компонентів:

1 — дросельний вентиль (адіабатне розширення РТ, що супроводжується зменшенням температури РТ);

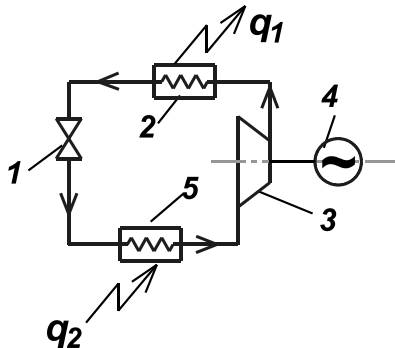


Рис. 19. Схема пароконпресорної холодильної машини

2 — конденсатор (ізотермічно–ізобарне відведення теплоти q_1 від РТ у навколишнє середовище, що супроводжується зміною стану РТ);

3 — компресор (адіабатне стискування робочого тіла за рахунок підведення ззовні роботи l_s);

4 — привод компресора (електричний або тепловий двигун);

5 — випаровувач (ізоترمично –ізобарне підведення теплоти q_2 до РТ).

Випаровувач 5, як і конденсатор 2 — це теплообмінник для підведення або відповідно відведення теплоти до робочого тіла.

Зображення циклу парокомпресорної холодильної машини в координатах Т–S наведено на рисунку 20.

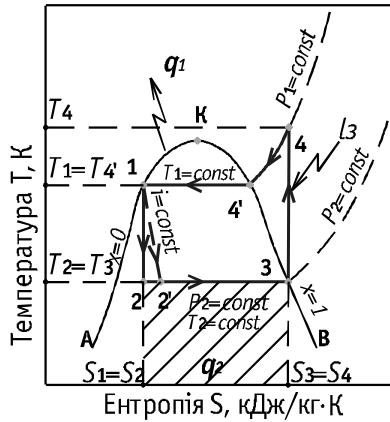


Рис. 20. Цикл парокомпресорної холодильної машини в координатах Т–S

Характеристика процесів циклу:

- процес 1–2 — адіабатний або ізентальпний незворотний процес дроселювання робочого тіла, під час якого тиск та температура зменшуються $P_2 < P_1; T_2 < T_1; l_{1,2} = 0; i_1 = i_2$; або $ds = 0$;
- процес 2–3 — ізобарно–ізотермічне підведення теплоти q_2 до робочого тіла — $P_2 = P_3; T_2 = T_3$, що супроводжується зміною фазового стану робочого тіла і відбором теплоти від охолоджуваного об'єкта, $x_3 > x_2; S_3 > S_2$. У випаровувачах реальних холодильних машин відбирають теплоту від охолоджуваних тіл доти, доки температура пари холодоагенту не буде перевищувати його температуру кипіння на 5–6°C.

Це дає змогу **підвищити холодопродуктивність холодильної машини на 3–5% на кожен 1°C зростання температури випаровування** та нормалізувати роботу компресора, запобігти гідродинамічним ударам. У такому разі до компресора надходить не волога насичена пара із крапельками рідкої фази, а суха за $x = 1$ або дещо перегріта. Такий режим називають режимом сухого ходу;

- процес 3–4 — адіабатне стискування робочого тіла у компресорі від P_3 до P_4

$$P_4 > P_3; T_4 > T_3; S_3 = S_4;$$

- процес 4 - 1 — ізобарне відведення теплоти q_1 від РТ, $P_4 = P_1$, що супроводжується зміною його фазового стану (конденсацією), $S_1 < S_4$. Різниця між температурою конденсації та температурою навколишнього середовища повинна бути якомога нижчою. **Зниження температури на 1°C збільшує холодопродуктивність на 1%.**

У холодильній техніці під час розрахунків частіше використовують не діаграму Т–S, а lgP – i –діаграму. По осі аргументів відкладають lgP , по осі абсцис — питому

ентальпію i , кДж/кг. На рисунку 21 і в додатку 4 показано побудову циклу парокompресорної холодильної машини у координатах $lgP-i$.

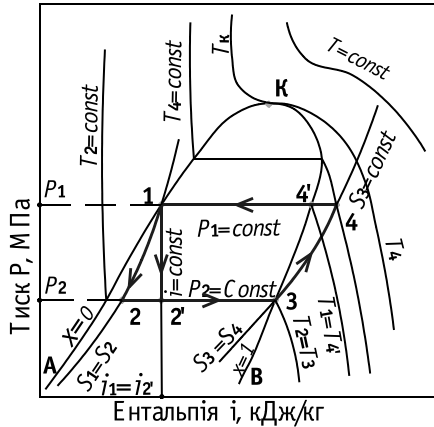


Рис. 21. Цикл парокompресорної холодильної машини в координатах $lgP-i$

На діаграмі нанесено граничні криві КА ($x = 0$) та КВ ($x = 1$), що розділяють площину діаграми на однофазну область рідини (лівіше від кривої КА), двофазну область вологої пари (між лініями АК і ВК) та однофазну область перегрітої пари (правіше кривої КВ). У межах усієї площини діаграми нанесено ізотерми ($T = const$) й адіабати ($S = const$). В області рідини (лівіше від пограничної кривої $x = 0$) ізотерми практично збігаються з вертикальними прямими $i = const$. В області перегрітої пари ізотерми зі зростанням ентальпії круто падають, а в критичній точці К мають точку перегинання.

Кількість теплоти, що підводиться у процесі 2–3 до 1 кг робочого тіла (питома холодопродуктивність), визначають за його основними термодинамічними характеристиками за залежністю

$$q_2 = i_3 - i_2 = T_2 (S_3 - S_2) = r (x_3 - x_2), \text{ кДж/кг.} \quad (120)$$

Вказана вище кількість теплоти q_2 буде відводитись від охолоджуваного об'єкта, і величина її залежить від потреби об'єкта в охолодженні

$$q_2 = q_2^o = \frac{Q_2^o}{M} = \frac{c_o \cdot M_o \cdot (t_n^o - t_k^o) + M \cdot \alpha_o^o}{M} = \frac{(i_o^o - i_n^o) \cdot M}{M} \quad (121)$$

де C_o — масова теплоємність охолоджуваного тіла, кДж/кг гр.;

M_o — масові секундні витрати охолоджуваного тіла, кг/с;

t_n^o і t_k^o — відповідно початкова та кінцева температури охолоджуваного тіла, °C;

α^o — прихована теплота фазового переходу “рідина–тверде тіло” для охолоджуваного об'єкта в разі зміни його фізичного стану, кДж/кг;

i_n^o і i_k^o — ентальпія охолоджуваного тіла відповідно до та після охолодження, кДж/кг;

M — масові витрати холодоагенту, кг/с.

Абсолютна кількість теплоти, яку потрібно відвести від охолоджуваного об'єкта, Q_2^o визначає (за відсутності втрат) величину необхідної холодопродуктивності холодильної машини:

$$Q_2^o = Q_2 = N_x.$$

Із (120) видно, що величина холодопродуктивності значною мірою залежить від термодинамічних властивостей холодоагенту — перепаду ентропій ΔS і прихованої теплоти пароутворення r . Кількість теплоти, яка відводиться від 1 кг робочого тіла в конденсаторі під час процесу 4–1, визначають за залежністю

$$q_1 = i_4 - i_1, \text{ кДж/кг}. \quad (122)$$

Величину зовнішньої роботи на запуск холодильної машини обчислюють за формулою

$$l_3 = q_1 - q_2 = (i_4 - i_1) - (i_3 - i_2) = i_4 - i_3, \text{ кДж/кг}. \quad (123)$$

Холодильний коефіцієнт згідно з (118)

$$\varepsilon = \frac{(i_3 - i_2)}{(i_4 - i_3)} = \frac{r \cdot (x_3 - x_2)}{(i_4 - i_3)} \approx 4 \dots 5. \quad (124)$$

Робоче тіло, що виконує роль холодоагенту в компресорних холодильних машинах, повинно задовольняти низку вимог. Основні з них такі:

- **тиск насичення P_n за мінімальної температури у випаровувачі не повинен бути меншим за атмосферний тиск.** Це дає змогу запобігти необхідності підтримувати вакуум у випаровувачі й унеможливіє шкідливе підсмоктування повітря у випаровувач;
- за максимальної температури робочого тіла в конденсаторі **тиск насичення не повинен бути надто високим**, що дасть змогу не потовщувати стінки комунікацій;
- **низька температура кипіння**, що дає змогу одержати низькі температури у випаровувачі. Так, для скраплення метану під тиском 0,1 МПа необхідна температура у випаровувачі становить -160°C , а температура кипіння такого поширеного холодоагенту як аміак NH_3 дорівнює тільки -34°C під тиском близько 0,1 МПа. Отже, використання аміаку як холодоагенту не дає можливостей перевести метан в рідкий стан;
- відношення величини тиску насичення робочого тіла за найбільшої та найменшої температури циклу P_1/P_2 **повинно бути мінімально можливим.** Це дає змогу зменшити витрати зовнішньої роботи в циклі на привод компресора (залежність 63). Так само витрати роботи в циклі впливає показник адіабати k ;
- **значна величина прихованої теплоти пароутворення r .** Наприклад, величина r для NH_3 приблизно утричі більша, ніж для фреонів, тому NH_3 забезпечує значно більшу холодопродуктивність на 1 кг холодоагенту порівняно з фреонами;
- **холодоагент повинен бути нетоксичним**, корозійно неактивним, екологічно- і вогнебезпечним, не повинен розчинятися в маслі;
- **холодоагентам повинні характеризуватися незначною густиною**, що сприяє зменшенню витрат роботи на його стискування.

Екологічна чистота холодоагенту визначається потенціалом руйнування озонового шару стратосфери, що залежить від вмісту хлору в холодоагенті. Одна молекула

хлору руйнує до 100 тис молекул озону. З огляду на це в 1992 році у Копенгагені ухвалено рішення припинити використовувати озоноруйнівні холодоагенти R11, R12, R502 і замінити їх на екологічно безпечні, що не містять хлору (R32, R134a, R125 та їхні суміші).

Холодоагенти, які одержують, змішуючи декілька хімічних речовин, не повинні мати селективну випаровувальну здатність з різними температурами кипіння.

У таблиці 9 наведено деякі властивості найпоширеніших холодоагентів парових компресорних машин.

Холодоагенти R11, R12, Ф-13 характеризують значною озоноруйнивною активністю. Більшість холодоагентів добре розчиняється в маслі, шкідливо впливає на організм людини; фреони у присутності полум'я дисоціюють з утворенням отруйного газу — фосгену. Отже, жоден з існуючих холодоагентів не задовольняє вищевказані умови.

Основна частка енергії під час виробництва холоду витрачається для приведення в дію компресора. Потужність приводу залежить переважно від витрат роботи на процес стискування. Дійсні витрати роботи й потужність реального компресора завжди будуть більшими порівняно з ідеальним через наявність внутрішніх витрат на тертя та теплообмін із навколишнім середовищем, втратами в самому приводі компресора.

Таблиця 12. Фізичні властивості холодоагентів

Назва холодоагенту	Хім. формула	Температура кипіння, °С за 1 ата	Тиск за t = 20°С, МПа	Теплота випаровування, кДж/кг	Клас токсичності	Можливість спалахувати й горіти
Аміак, R717	NH ₃	-33	0.87	1200	2	+
Діоксид вуглецю, R744	CO ₂	-78	5.8	156	4	-
Фреон-12, R12	CF ₂ Cl ₂	-29	0.6	145	5	-
Фреон-13	CF ₃ Cl	-82	3.2	58	5	-
Фреон-22 R22	CHF ₂ Cl	-41	0.9	190	5	-
Метан	CH ₄	-162	-	-	-	-
R134	CF ₃ CFH ₂	-52	0.57	181	-	+
Пропан R290	C ₃ H ₈	-42	-	-	-	+
R125	CHF ₂ CF ₃	-49	0.32	120	-	+

Ефективність роботи реальних компресорів порівняно з ідеальними оцінюють величиною відносного **термодинамічного ККД** η_k . Для компресорів із процесом стискування, близьким до ізотермічного (поршневі), величина $\eta_k = 0,6-0,9$, а для компресорів зі стискуванням, близьким до адіабатного (турбокомпресори), $\eta_k = 0,75-0,85$. Величина η_k показує, наскільки робота, що витрачається у реальному компресорі, буде більшою порівняно з ідеальним; її визначають за залежностями

$$\eta_k = \frac{l_k^{изот}}{l_k^{\theta}} \quad , \quad \text{або} \quad , \quad \eta_k = \frac{l_k^{адіаб}}{l_k^{\theta}} \quad (125)$$

де $l_k^{изот}$, $l_k^{адіаб}$ — відповідно витрати роботи під час ідеального ізотермічного й адіабатного стискування визначають за залежностями (64) і (62);

l_k^{θ} — дійсні витрати роботи на приведення в дію компресора, кДж/кг.

Механічні втрати (тертя, привод) враховуються **механічним ККД** компресора η_m . Його приймають у межах 0,85–0,9.

Дійсну потужність, споживану двигуном компресора для стискування m (кг/с) газу, визначають за формулою

$$N_k = \frac{l_k \cdot m}{\eta_m \cdot \eta_k} \quad , \quad \text{кВт}, \quad (126)$$

де l_k має розмірність кДж/кг, m — кг/с, η_m і η_k — частки одиниці.

Секундні витрати палива для теплового двигуна привода компресора обчислюють за залежністю

$$B = \frac{N_k}{Q_H^p \cdot \eta_{\theta}} \quad , \quad \text{м}^3/\text{с}, \text{ кг/с}, \quad (127)$$

де Q_H^p — теплота згорання палива в кДж/м³ або кДж/кг;

η_{θ} — ККД теплового двигуна част. од.

9.2.2. Цикл газової холодильної машини

У газових холодильних машинах холодоагентом є газ, який відповідає вимогам до холодоагентів. Найпоширеніше робоче тіло — повітря та інші гази, які в разі будь-яких змін їхніх параметрів у холодильних машинах не конденсуються, залишаючись в газоподібному стані.

На рисунку 22 наведено принципову схему повітряної холодильної машини й показано цикл цієї установки у T–S-діаграмі.

Характеристика процесів циклу:

- процес 1–2 ($dq = 0$, $dS = 0$, $T_2 > T_1$, $P_2 < P_1$) — адіабатне розширення газу від тиску P_1 до тиску P_2 в охолоджуваній камері. Якщо використовувати турбодетандер, то процес може проходити з одержанням корисної роботи. У процесі 1–2 температуру робочого тіла зменшують від T_1 до T_2 , оскільки вона повинна бути меншою за температуру охолоджуваних тіл, щоб забезпечити відведення від них теплоти q_2 ;

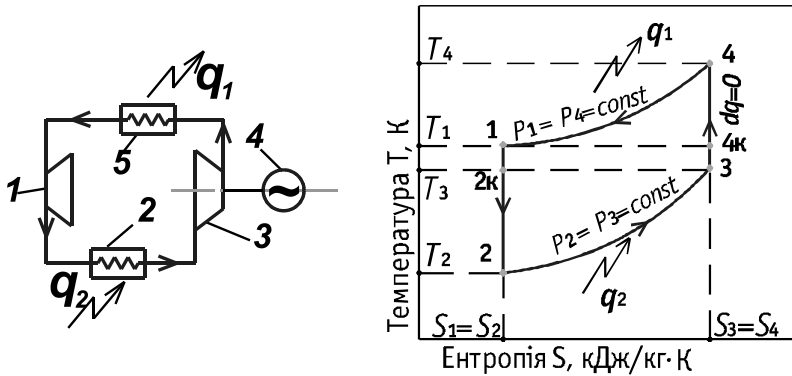


Рис. 22. Схема і цикл повітряної холодильної машини в T - S -координатах

1 — турбодетандер (машина для розширення); 2 — охолоджувана камера (нагрівач РТ); 3 — компресор; 4 — привод компресора; 5 — охолоджувач РТ

- процес 2–3 ($T_3 > T_2$, $P_2 = P_3 = \text{const}$) — ізобарний процес, в ході якого холодоагент із температурою T_2 надходить до охолоджуваної камери, відбирає теплоту q_2 від охолоджуваних тіл, а сам нагрівається до температури T_3 . Кількість теплоти, що відводиться від холодного джерела, визначають за залежністю:

$$|q_2| = C_{mp} \cdot (T_3 - T_2) = i_3 - i_2, \text{ кДж/кг} \quad (128);$$

- процес 3–4 ($dq = 0$, $ds = 0$, $T_4 > T_3$, $P_3 < P_4$) — адіабатний процес стискування газу в компресорі від тиску P_3 в охолоджуваній камері до P_4 в охолоджувачі газу. Процес супроводжується зростанням температури робочого тіла від T_3 до T_4 і підведенням зовнішньої енергії у вигляді роботи на привод компресора (залежності 61, 62, 63);

- процес 4–1 ($T_4 > T_1$, $P_1 = P_4 = \text{const}$) — ізобарне відведення теплоти q_1 у навколишнє середовище від холодоагенту в охолоджувачі РТ. Температура холодоагенту при цьому знижується від T_4 до T_1 , а кількість теплоти, що відводиться від РТ і передається гарячому джерелу, визначають за формулою

$$|q_1| = C_{mp} \cdot (T_4 - T_1) = i_4 - i_1, \text{ кДж/кг}, \quad (129)$$

Холодильний коефіцієнт циклу газової ХМ теоретично дорівнює

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_3 - T_2}{(T_4 - T_1) - (T_3 - T_2)} = \frac{1}{\frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} - 1}. \quad (130)$$

Якщо стискування газу в процесі 3–4 і його розширення під час процесу 1–2 відбувається за однакового показника політропи $n = k$, то із (130) можна одержати

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{1}{\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}. \quad (131)$$

Отже, холодильний коефіцієнт циклу залежить від співвідношення тисків P_4/P_2 (до й після детандера), а також — від відношення температур, між якими працюють компресор (T_4 та T_3) і детандер (T_1 та T_2). Зі зближенням температур T_1 та T_2 і зі зменшенням відношення P_4/P_2 холодильний коефіцієнт збільшується. Але при цьому зменшується кількість теплоти q_d , що відбирається від охолоджуваного об'єкта холодоагентом (питома холодопродуктивність). Щоб зберегти холодопродуктивність, необхідно збільшувати витрати робочого тіла (холодоагенту), розміри й потужність компресора. Температури T_1 та T_3 в реальному циклі близькі відповідно до гарячого й холодного джерел теплоти.

Щоб створити перепад температур і забезпечити теплообмін в охолоджувачі й нагрівачі РТ (2 і 5) за $p = \text{const}$ у разі відсутності фазових перетворень робочого тіла, температуру холодоагенту на вході в охолоджувану камеру (2) необхідно суттєво зменшити порівняно з температурою T_3 , а на вході в охолоджувач газів (5) — суттєво збільшити порівняно з T_1 . На це витрачається додаткова енергія, еквівалентна площі $1-4_K-4$ і $2-2_K-3$. Якщо б ідеальний цикл Карно здійснювався в межах тих самих температур гарячого T_1 і холодного T_3 джерел теплоти, то процес на T - S -діаграмі зображався б циклом $1-2_K-3-4-4_K$. Холодильний коефіцієнт такого циклу визначають за залежністю

$$\varepsilon_K = \frac{T_3}{T_1 - T_3}. \quad (132)$$

Із залежностей (124) і (132) зрозуміло, що **величина ε для повітряної холодильної машини завжди буде в декілька разів меншою від холодильного коефіцієнта ε_K циклу Карно** за умови, що цикли відбуватимуться в однаковому інтервалі температур гарячого T_1 і холодного T_3 джерел теплоти.

Повітряні холодильні машини використовують за умови регенерації теплоти РТ після турбокомпресора, якщо неможливо використати інші робочі тіла, наприклад горючі й токсичні холодоагенти, а також якщо необхідно одержати дуже низькі температури (температура переходу в рідку фазу суміші азоту й кисню, що містяться у повітрі, становить близько -190°C під тиском 2–5 ата).

9.2.3. Цикл абсорбційної холодильної машини

Абсорбційні холодильні машини генерують холод, як і компресорні завдяки випаровуванню холодоагенту з подальшою його конденсацією. Робочим тілом в абсорбційній холодильній машині є суміш двох речовин — холодоагенту й абсорбенту, що мають різні температури кипіння під однаковим тиском. Речовина з нижчою температурою кипіння є холодоагентом, а з вищою — абсорбентом. Найчастіше використовують водоаміачний ($\text{H}_2\text{O} - \text{NH}_3$) і водобромистолітєві ($\text{LiBr} - \text{H}_2\text{O}$) розчини.

На рисунку 23 наведено схему ідеальної абсорбційної холодильної машини.

У генераторі 1 за рахунок підведення теплоти q_2 від теплоносія (гаряча вода, водяна пара, продукти згорання палива) відбувається випаровування холодоагенту з концентрованого розчину РТ. Пара холодоагенту надходить до конденсатора й далі, як у

компресорній холодильній машині, через дросельний клапан — у випаровувач, де за рахунок теплоти охолоджуваного тіла q_2 випаровується холодоагент. Ця пара подається в абсорбер 5, де поглинається абсорбентом (слабоконцентрованим розчином РТ), що надходить із генератора 1 через дросельний клапан 8. Теплота, яка виділяється в результаті абсорбції q_a , відводиться в навколишнє середовище. Концентрований розчин робочого тіла за допомогою помпи подається у генератор 1, де знову випаровується.

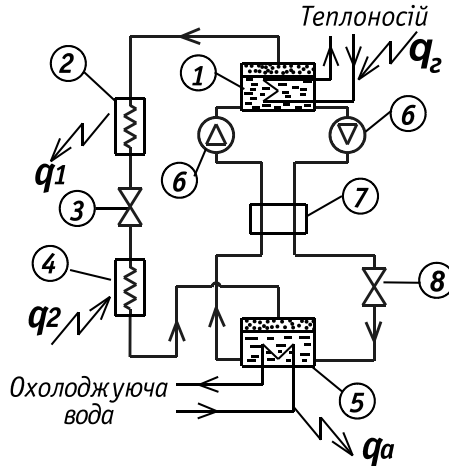


Рис. 23. Принципова схема абсорбційної холодильної машини

- 1 — генератор (кип'ятильник);
- 2 — конденсатор;
- 3 — дросельний клапан;
- 4 — випаровувач;
- 5 — абсорбер;
- 6 — помпи;
- 7 — теплообмінник для нагрівання концентрованого розчину;
- 8 — дросельний клапан для охолодження слабоконцентрованого розчину

В абсорбційній ХМ генератор виконує функції нагнітальної частини механічного компресора, витісняючи з розчину пари холодоагенту, а абсорбер — всмоктувальної частини компресора, поглинаючи ці пари.

Процеси підведення та відведення теплоти в усіх апаратах (конденсатор, випаровувач, генератор, абсорбер) відбуваються за $P = \text{const}$ і $T = \text{const}$, а розширення і стискування робочого тіла у дроселях 3, 8 та помпах 6 — **адіабатно** $dS = \text{const}$.

Тепловий баланс абсорбційної машини на 1 кг холодоагенту записують у вигляді

$$q_2 + q_n + q_2 = q_1 + q_a, \text{ кДж/кг}, \quad (133)$$

де q_2 — теплота, що підводиться у генераторі;

q_n — теплота, еквівалентна роботі помпи для розчину робочого тіла;

q_2 — теплота, яка відбирається від охолоджуваного тіла й передається холодоагентові у випаровувачі;

q_a — теплота, що відводиться в абсорбері.

Нехтуючи витратами енергії на приведення в дію pomp і за умови, що для ідеального циклу $\oint p dS = 0$, а кількість теплоти, яка підводиться в генераторі й відводиться у конденсаторі, буде однаковою, $q_2 = q_1$, одержимо вираз для визначення ефективності роботи холодильної машини

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2 \cdot (T_2 - T_K)}{T_2 \cdot (T_K - T_2)} \quad (134)$$

Із (134) зрозуміло, що зі зниженням температури в конденсаторі T_K ефективність роботи холодильної машини збільшиться, а зі зниженням температури в генераторі T_1 величина ε зменшуватиметься.

Основною перевагою абсорбційних холодильних машин порівняно з парокompresорними є використання теплоти невисокого температурного рівня замість дорогої механічної енергії для одержання холоду. Це дає змогу застосовувати абсорбційні холодильні машини в системах утилізації низькопотенціальної теплоти. З огляду на відсутність компресора такі машини доцільно використовувати на великих підприємствах із потужним споживанням холоду й теплоти.

9.2.4. Цикл теплової помпи

Холодильні машини можна застосовувати не тільки для охолодження, а й для нагрівання об'єктів, зокрема для опалення будівель. У такому разі теплота, що відбирається у випаровувачі холодильної машини від низькотемпературних джерел теплоти q_2 (ґрунтових вод, атмосферного повітря, відпрацьованого вентиляційного повітря, стічної води систем водовідведення), передається у конденсаторі споживачеві теплоти з високою температурою за рахунок підведення ззовні роботи $q_1 = q_2 + l_3$. **Холодильну машину, яку використовують для підведення теплоти до об'єкта, що нагрівається, називають тепловою помпою.** Такі машини ніби перепомповують теплоту від холодного джерела до гарячого.

Ефективність роботи теплової помпи виражається відношенням одержаного тепла q_1 до витраченої роботи

$$\varphi' = \frac{q_1}{l_3} = \frac{i_4 - i_1}{i_4 - i_3} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \quad (135)$$

Формулу (135) одержано з врахуванням того, що згідно з (122) $q_1 = i_4 - i_1$, а $l_3 = i_4 - i_3$. Відповідно до (123) цей коефіцієнт завжди більший від одиниці. Так, якщо для опалення будинку взимку використовують теплоту річкової води з температурою 0°C (273 K), а температуру холодоагенту в конденсаторі для опалення підвищують до 50°C (323 K), то коефіцієнт ефективності теплової помпи становитиме

$$\varphi' = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \frac{323}{323 - 273} = 6,46$$

Отже, тепла помпа передає в систему опалення теплоту q_1 , яка в 6,46 рази перевищує величину роботи, витрачену в циклі.

У реальних теплових помпах величина ϕ' становить 3–5 і більше.

Із (135) видно, що високої ефективності теплових pomp досягають за незначної різниці між температурою низькопотенційного джерела теплоти T_2 і температурою, необхідною для споживання теплоти T_1 .

Оптимальна різниця температур, що визначає економічну доцільність використання теплових pomp, становить $T_1 - T_2 = 30 \dots 40^\circ\text{C}$.

Найефективніше використовувати теплові помпи, коли споживачеві одночасно потрібні й теплота, і холод (наприклад холод — для створення льоду на спортивних майданчиках, а тепло — для опалення трибун).

У теплових помпах використовується цикл повітряних, парокompресорних й абсорбційних холодильних машин. Перші теплопомпові машини випробувано в 1930 році. Теплові помпи дають можливість зменшити витрати палива на опалення завдяки енергії низькопотенціальних джерел і потоків теплоти, що скидаються у навколишнє середовище.

Автором ідеї теплової помпи є У.Томсон. В основу її роботи покладено цикл холодильної машини, мета якої нагріти гаряче джерело теплоти за рахунок охолодження холодного джерела.

Парадоксальність теплової помпи полягає в тому, що вона створює різницю температур за незначних витрат роботи. У звичайному процесі теплопровідності ця різниця температур зникає без виконання роботи. Якщо створити тепловий двигун, який працюватиме в тому самому діапазоні температур, що й тепла помпа, за циклом теплової помпи, але у зворотному напрямку, то одержана робота буде не більша ніж витрати роботи в тепловій помпі.

Теплова помпа наочно ілюструє відмінності між першим і другим началами термодинаміки. Перше начало стверджує еквівалентність теплоти й роботи, а друге вказує на їхню принципову відмінність: щоб отримати роботу, необхідно створити потік теплоти; останнє обов'язково супроводжується зростанням ентропії, але не обов'язково спричиняє значні зміни енергії системи.

Нерівність у залежності (26) спрацьовує однозначно – легко втратити енергію, нічого не одержавши натомість, але не можна її отримати, нічого при цьому не витративши.

Контрольні запитання

1. Що являє собою холодильна машина? Як оцінюють ефективність роботи холодильної машини?
2. Що таке холодопродуктивність холодильної машини? Від чого вона залежить і як її визначають?
3. Назвати та охарактеризувати кожен із процесів ідеального циклу парокompресорної холодильної машини.
4. Зобразити принципову схему парокompресорної холодильної машини та її цикл у координатах $T-S$.
5. Із яких міркувань призначають температуру на виході з випаровувача й на виході з конденсатора?
6. Як впливає різниця між температурами в конденсаторі та у випаровувачі на основні показники роботи холодильної машини?
7. Чому процес підведення теплоти від охолоджуваного об'єкта до робочого тіла у випаровувачі парокompресорної холодильної машини відбувається за ізотермою, а в охолодженій камері газової холодильної машини — за ізобарою?
8. Як проходять основні ізолінії на діаграмі $\lg p-i$? Зобразити цикл парокompресорної холодильної машини в координатах $\lg p-i$.
9. Як впливатиме на характеристики холодильної машини заміна холодоагенту з меншою теплою пароутворення r на холодоагент із більшою величиною r ?

10. Порівняти й проаналізувати залежності для визначення холодильного коефіцієнта для парокompресорних і повітряних (газових) холодильних машин.
11. Основні вимоги до холодоагентів. Яким вимогам не відповідають сучасні холодоагенти?
12. Які переваги надає використання в холодильних машинах холодоагенту з незначним тиском насичення за температури в конденсаторі близько $+45^{\circ}\text{C}$?
13. Чому, зменшуючи відношення тисків насичення за температури в конденсаторі та у випаровувачі, можна знизити витрати зовнішньої роботи для приведення в дію холодильної машини?
14. У чому полягає принципова відмінність парокompресорної та газової холодильних машин?
15. Чому холодильний коефіцієнт газової холодильної машини буде меншим за холодильний коефіцієнт парокompресорної холодильної машини за інших рівних умов?
16. Як досягають зниження температури робочого тіла в газовій холодильній машині?
17. Від чого залежить холодильний коефіцієнт газової холодильної машини?
18. Що виконує функції компресора в абсорбційній холодильній машині? Назвіть переваги абсорбційних холодильних машин?
19. Що таке теплова помпа?
20. Від чого залежить ефективність роботи теплової помпи?
21. Чим відрізняються цикли існуючих двигунів внутрішнього згорання?
22. Основні характеристики циклу з ізохорним підведенням теплоти. Як реалізується ізохорне підведення теплоти?
23. Зображення і призначення кожного із процесів в циклі з ізобарним підведенням теплоти (цикл Дізеля).
24. Від чого залежить ККД теплових двигунів? Шляхи збільшення ККД.
25. Який цикл покладено в основу безкомпресорного дизеля? Як здійснюється підвищення тиску в такому двигуні?

Задачі

№1. Холодопродуктивність парокompресорної холодильної машини становить $Q_2 = 116,3$ кВт. Температура у випаровувачі $t_2 = -15^{\circ}\text{C}$. Пара з випаровувача виходить сухою, насиченою. Температура конденсації $t_1 = +30^{\circ}\text{C}$, причому конденсат переохолоджений до $t'_1 = +25^{\circ}\text{C}$. Холодоагент — аміак NH_3 .

Визначити холодильний коефіцієнт теоретичного циклу, годинні витрати аміаку й теоретичну потужність привода компресора холодильної машини. Задачу розв'язати за допомогою діаграми $\lg p$ -і додатку 4.

Розв'язання

На перетині пограничної кривої KB , що відповідає стану сухої пари аміаку $x = 1$ та ізотермі — 15°C , заходимо точку 3 (рис. 24). За нею визначаємо тиск насичення NH_3 у випаровувачі $P_3 = 2,4$ ат й ентальпію NH_3 на виході з випаровувача $i_3 = 1662,6$ кДж/кг.

Адіабатний процес стискування NH_3 у компресорі зображено лінією 3–4 ($S = \text{const}$), причому точку 4 одержують на перетині цієї лінії з ізобарою $p_4 = 11,9$ ат, що відповідає температурі насичення аміаку за $t_1 = +30^{\circ}\text{C}$.

Процес конденсації робочого тіла (аміаку) у конденсаторі холодильної машини зображається лінією 4–1, а процес його переохолодження — лінією 1–1'. Процес дроселювання NH_3 показано на діаграмі $\lg p$ -і лінією 1'–2.

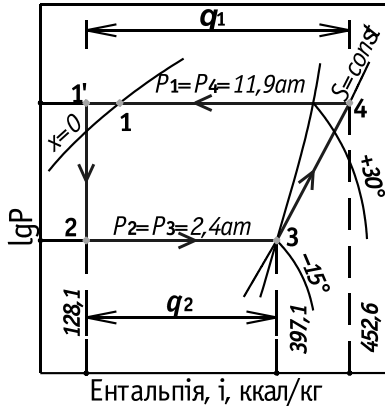


Рис. 24. Цикл холодильної машини

Із діаграми $lg p-i$ одержуємо

$$i_3 = 1662,6 \text{ кДж/кг};$$

$$i_4 = 1895 \text{ кДж/кг};$$

$$i_2 = i_1 = 536,3 \text{ кДж/кг}.$$

Холодопродуктивність 1 кг аміаку визначають за формулою (120)

$$q_1 = i_3 - i_2 = 1662,3 - 536,3 = 1126,3 \text{ кДж/кг}.$$

Годинні витрати аміаку розраховують за залежністю (121)

$$m = \frac{Q_2}{q_2} = \frac{116,3}{1126,3} = 0,103 \text{ кг/с} = 371 \text{ кг/год}.$$

Теоретичні витрати роботи в компресорі обчислюють за залежністю

$$l_3 = i_4 - i_3 = 1895 - 1662,2 = 232,4 \text{ кДж/кг}.$$

Холодильний коефіцієнт визначають за залежністю

$$\varepsilon = \frac{q_1}{l_3} = \frac{1126,3}{232,4} = 4,85.$$

Теоретична потужність двигуна ХМ згідно з рівнянням (126)

$$N = m \cdot l_3 = 0,1033 \cdot 232,4 = 24 \text{ кВт}.$$

Дійсна потужність двигуна, якщо врахувати втрати енергії

$$N = \frac{m \cdot l_3}{\eta_m \cdot \eta_k} = \frac{0,103 \cdot 232,4}{0,8 \cdot 0,85} = 35,2 \text{ кВт}.$$

№2. У компресор повітряної холодильної машини надходить повітря з холодильної камери з тиском 1 бар і температурою $t_3 = -10^\circ\text{C}$. У компресорі повітря адіабатно стискується до $P_4 = 5$ бар та скеровується в охолоджувач РТ, де під $P_1 = \text{const}$ воно зменшує свою температуру до $t_1 = +10^\circ\text{C}$. Далі повітря розширюється в детандері за адіабатою до тиску $P_2 = 1$ бар і повертається в холодильну камеру, відбирає тепло від охолоджу-

ваних тіл, нагрівається до температури $t_3 = -10^\circ\text{C}$ і знову надходить у компресор.

Визначити: температуру повітря після його розширення у детандері (на вході в холодильну камеру), теоретичну роботу, що витрачається у циклі, питому холодопродуктивність повітря, холодильний коефіцієнт для повітряної ХМ і машини, що працює за циклом Карно в тому самому інтервалі температур.

Розв'язання

Цикл повітряної холодильної машини в координатах $T-S$ показано на рисунку 21. Температуру повітря на виході з детандера T_2 визначають із рівняння адіабатного процесу, наведеного в таблиці 5 для ідеального газу

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \text{ звідси, } T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

$$T_2 = (273+10) \cdot \left(\frac{1}{5}\right)^{0,286} = 179 \text{ K} = -94^\circ\text{C}.$$

Температуру стиснутого в компресорі повітря визначають із рівняння адіабатного процесу 3-4 за умови, що $P_1 = P_4 = \text{const}$, а $P_2 = P_3 = \text{const}$

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{P_4}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_3 \cdot \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = (273 - 10) \cdot \left(\frac{5}{1}\right)^{0,286} = 416 \text{ K} = 143^\circ\text{C}.$$

Роботу, яка витрачається у циклі, обчислюють як різницю роботи на приведення в дію компресора й роботи, одержуваної в детандері. Роботу, яка витрачається в компресорі, визначають за залежністю

$$l_k = i_4 - i_3 = C_{pm} \cdot (T_4 - T_3) = 1,012 \cdot (416 - 263) = 154,8, \text{ кДж/кг.}$$

Роботу, одержувану в детандері під час адіабатного розширення, розраховують за залежністю

$$l_g = i_1 - i_2 = C_{pm} \cdot (T_1 - T_2) = 1,012 \cdot (283 - 179) = 105,2, \text{ кДж/кг.}$$

Отже, робота, що підводиться до циклу,

$$l_3 = l_k - l_g = 154,8 - 105,2 = 49,6, \text{ кДж/кг.}$$

Холодильний коефіцієнт установки

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_3} = \frac{85}{49,6} = 1,71.$$

Холодильний коефіцієнт машини, яка працює за зворотним циклом Карно, за того самого інтервалу температур

$$\varepsilon_{\kappa} = \frac{T_3}{T_1 - T_3} = \frac{263}{283 - 263} = \frac{263}{20} = 13,15.$$

Холодильна машина, що працює за зворотним циклом Карно, має значно більший холодильний коефіцієнт порівняно з повітряною (газовою) холодильною машиною за однакового інтервалу температур.

№3. Визначити термічний ККД ідеального поршневого двигуна внутрішнього згорання з підведенням теплоти за $v = \text{const}$. Показник стиснення для двигуна $\epsilon = 3,6$, показник підвищення тиску $\lambda = 3,33$, кількість підведеної теплоти $q_1 = 825$ кДж/кг, корисна робота циклу $l_0 = 330$ кДж/кг, тиск робочого тіла після стиснення $P_2 = 6,02$ бар, $k = 1,4$.

Обчислити також кількість теплоти, що відводиться у циклі в навколишнє середовище q_2 , і тиск робочого тіла після підведення теплоти P_3 .

Розв'язання

Схему циклу показано на рисунку 15. Оскільки показник підвищення тиску

$\lambda = \frac{P_3}{P_2}$, а $P_2 = 6,02$ бар = 0,602 МПа, то тиск P_3 після підведення теплоти q_1 становить

$$P_3 = P_2 \cdot \lambda = 0,602 \cdot 3,33 = 2,00 \text{ МПа.}$$

Кількість теплоти, що відводиться у навколишнє середовище за другим законом термодинаміки:

$$q_2 = q_1 - l_0 = 825 - 330 = 495 \text{ кДж/кг.}$$

Термічний ККД циклу визначають за залежністю (112)

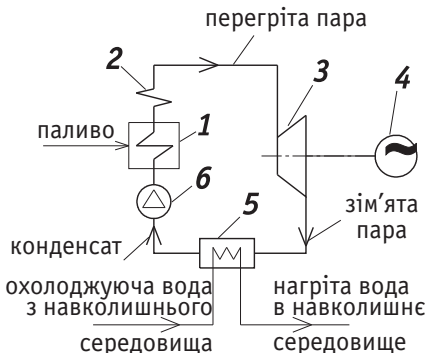
$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{495}{825} = 0,4 \text{ (40\%),}$$

або

$$\eta = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{3,6^{0,4}} = 0,4 \text{ (40\%).}$$

10. Цикли паросилових установок

У сучасній стаціонарній енергетиці використовують здебільшого парові теплосилові установки. Робочим тілом у них є водяна пара — найдешевше й найпоширеніше у природі РТ. Характерною ознакою паросилового циклу є зміна в ньому агрегатного стану водяної пари. Ідеальний цикл паросилової установки — це цикл Ренкіна. Теплову схему такого циклу показано на рисунку 25, а зображення на діаграмах стану — на рисунку 26.



1 — паровий котельний агрегат; 2 — пароперегрівач; 3 — парова турбіна; 4 — генератор електричної енергії; 5 — конденсатор; 6 — помпа.

Рис. 25. Схема циклу Ренкіна

У паровому котельному агрегаті (1) теплота, що виділяється під час згорання палива, передається робочому тілу — воді, яка у котлі перетворюється спочатку в насичену суху пару, а потім у пароперегрівачі (2) — у перегріту пару з параметрами точки 1: P_1, T_1, v_1 .

Із пароперегрівача пара надходить до парової турбіни (3), де розширюється й обертає робоче колесо турбіни. У генераторі (4) виробляється електрична енергія, що і є кінцевою метою паросилового циклу. Із турбіни зім'ята пара із параметрами точки 2 — P_2, T_2, v_2 — надходить до конденсатора (5). У ньому пара віддає залишки неперетвореної в роботу теплоти охолоджувальній воді. Пара конденсується і за допомогою помпи (6) знову подається в котел. Охолоджувальна вода нагрівається в конденсаторі й повертається в навколишнє середовище. Параметри конденсату після конденсатора (5) відповідають стану точки 3: $P_3 = P_2, T_3 = T_2, v_3$. Точка 4 характеризує стан конденсату на вході в котел: $P_4 > P_3, T_4 > T_3, v_4$.

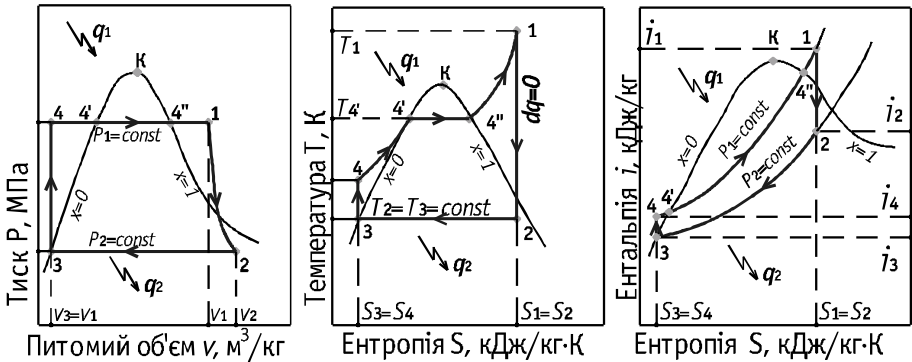


Рис. 26. Цикл Ренкіна з перегрітою парою в координатах P - v , T - S , i - S

Точка 4' на діаграмах стану рисунку 26 відповідає станові киплячої води під тиском $P_1 = P_4 = \text{const}$, а точка 4'' — стану сухої насиченої пари за $P_1 = P_4 = \text{const}$.

Розглянемо термодинамічні процеси — складові циклу Ренкіна:

процес 1-2 — адіабатний процес розширення пари на лопатях турбіни
 $dq = 0$

$S_1 = S_2, q_{1-2} = 0; l_{1-2} = i_1 - i_2 \sim$ площі 1-2-3-4 у P - v -діаграмі;

процес 2-3 — ізобарно-ізотермічний процес конденсації водяної

$P_2 = P_3 = \text{const}$ пари після турбіни; супроводжується віддаванням теплоти

$T_2 = T_3 = \text{const}$ q_2 у навколишнє середовище

$q_2 = q_{2-3} = i_3 - i_2$ кДж/кг;

процес 3-4 — адіабатне стискування конденсату в помпі; витрати на стискування
 $dq = 0$

$S_3 = S_4, l_{3-4} = i_4 - i_3 = v \cdot (P_4 - P_3)$, кДж/кг.

Розрахунок показує, що витрати роботи у помпі на стискування конденсату дорівнюють 5–10 кДж/кг, що становить 0,5–0,8% розраховуваного перепаду ентальпій $i_1 - i_2$;

процес 4-4'' $P_4 = P_4''$ складається з ізобарного процесу нагрівання води до

$T_4' > T_4''$

$T_4' > T_4''$

$T_4' > T_4''$

$q_{4-4''} = i_{4''} - i_{4'}$

$q_{4-4''} = i_{4''} - i_{4'}$

$q_{4-4''} = i_{4''} - i_{4'}$

$q_{4-4''} = i_{4''} - i_{4'}$

процес 4''-1 — ізобарний процес перегрівання пари в пароперегрівачі

$$P_4 = P_{4''} = P_1$$

$$q_{4''-1} = i_1 - i_{4''}$$

Загальна кількість теплоти на генерування пари під час процесу 4-1

$$q_{4-1} = i_1 - i_{4'} \text{ кДж/кг.}$$

Корисна робота, одержувана в циклі,

$$l_0 = l_{1-2} - l_{3-4} = (i_1 - i_2) - (i_4 - i_3), \text{ або } l_0 = q_1 - q_2 = (i_1 - i_4) - (i_2 - i_3), \text{ кДж/кг. (136)}$$

Якщо прийняти $i_3 \approx i_{4'}$, а $l_{3-4} \approx 0$, то (136) можна записати у вигляді:

$$l_0 = i_1 - i_2.$$

За такої умови термічний ККД ідеального циклу Ренкіна визначатиметься із залежності

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3}, \text{ част. од. (137)}$$

Аналіз (137) показує, що ККД паросилового циклу залежить від початкових і кінцевих параметрів робочого тіла:

- із підвищенням тиску P_1 й температури T_1 пари до турбіни ККД циклу збільшується. Однак підвищення вказаних параметрів у реальних циклах обмежене властивостями металу. Сьогодні на теплових електростанціях використовується пара з температурою до 600°C і тиском до 16–18 МПа;
- зі зменшенням тиску й температури на виході з турбіни (P_2, T_2) величина ККД циклу збільшується. Щоб зменшити кінцевий тиск P_2 на виході пари з турбіни, створюють вакуум за допомогою конденсатора. Вакуум 3–4 кПа відповідає температурі насичення 28–35°C. За таких температур відбувається процес у реальних конденсаторах.

Зі зниженням тиску до 2 кПа температура T_2 зменшується до 17,2°C, але підтримувати такий низький вакуум складно. Крім того, зі зменшенням величини P_2 збільшується об'єм пари і зростають розміри конденсатора. До того ж температура охолоджувальної води обмежена температурою навколишнього середовища. Отже, нижні параметри стану робочого тіла (води) також обмежені.

Окрім ККД, економічність паросилового циклу характеризується питомими витратами пари й кількості теплоти на одиницю роботи відповідно d (кг/МДж) і q (кДж/МДж), які визначають за залежностями

– питомі витрати пари
$$d = \frac{1000}{l_0} = \frac{1000}{i_1 - i_2}, \text{ кг/кДж; (138)}$$

– питомі витрати теплоти
$$q_1 = d \cdot (i_1 - i_3) = 1000 \cdot \frac{i_1 - i_3}{i_1 - i_2}, \text{ кДж/МДж. (139)}$$

Згідно з ідеальним циклом Ренкіна працюють конденсаційні електростанції (КЕС).

Збільшують ККД таких станцій такими заходами:

- підвищуючи тиск і температуру пари перед турбіною;
- зменшуючи тиск і температуру в конденсаторі;
- додатково перегрівуючи пару у двоступеневих пароперегрівачах;
- використовуючи відпрацьовану в турбіні пару для нагрівання конденсату, що подається в паровий котел.

Зазначені заходи дають змогу підвищувати ККД паросилового циклу на 8–10%, але в реальних конденсаційних електростанціях ККД не перевищує 35–40%. При цьому до 50% теплоти витрачається в конденсаторі. Отже, половина теплоти віддається охолоджувальній воді й марно втрачається у навколишньому середовищі.

10.1. Термодинамічні основи теплофікації

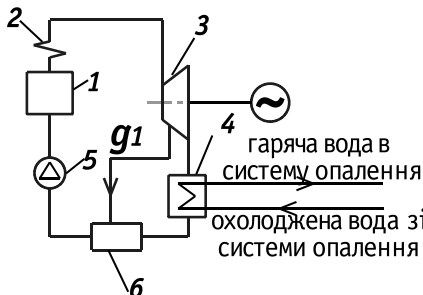
Пара в циклі Ренкіна конденсується за температури 20–35°C. Теплоту q_2 охолоджувальної води в конденсаторі з такою температурою не можна використати для виробничих і побутових цілей. Для технологічних потреб промисловості найпоширенішою є пара з тиском до 20–25 ат, а для опалення будівель — гаряча вода з температурою не нижче ніж 80–85°C.

Для використання теплоти q_2 необхідно підвищити температуру, а отже, і тиск на виході з турбіни до 0,2–0,3 МПа (надлишкових). Такі турбіни працюють із протитиском. Окрім електричної енергії, у такому циклі для зовнішнього споживача виробляють теплоту у вигляді гарячої води або пари. Їх отримують у теплофікаційних теплообмінниках, встановлених на лінії подачі пари з парової турбіни.

Теплові електростанції, на яких виробляють й електроенергію, й теплоту, називають теплоелектроцентралями (ТЕЦ), а використовувані на ТЕЦ турбіни — теплофікаційними.

Підвищення тиску пари на виході з турбіни є чинником зниження розрахованого перепаду ентальпій на турбіні, зменшення роботи розширення і скорочення вироблення електроенергії. Водночас завдяки підвищенню тиску виникає можливість використовувати теплоту конденсації пари. На ТЕЦ близько 20–25% теплоти, що виділяється під час згорання палива, перетворюється в електричну енергію, а 55–60% передається для опалення, гарячого водопостачання й виробничих потреб.

На рисунку 27 показано схему ТЕЦ із регенеративним теплообмінником для нагрівання конденсату й теплофікаційним теплообмінником для нагрівання води в системі опалення.



- 1 — паровий котел;
- 2 — пароперегрівач;
- 3 — багатоступенева парова турбіна з відбором пари;
- 4 — теплофікаційний теплообмінник для нагрівання води;
- 5 — помпа;
- 6 — регенеративний підігрівач конденсату

Рис 27. Схема ТЕЦ

Частина водяної пари, пройшовши перший ступінь турбіни, видаляється з неї та подається під тиском 0,5–0,6 МПа в регенеративний теплообмінник, де в ході конденсації віддає теплоту конденсатові.

Масова частка пари, що подається в регенеративний теплообмінник, становить g . Турбіна працює із протитиском. Стиснута пара з турбіни в кількості $1-g$ надходить у теплофікаційний теплообмінник, де конденсується під тиском $P_2 > P_{\text{бар}}$, віддає теплоту для нагрівання води системи опалення. Охолоджена вода із системи опалення повертається в теплофікаційний теплообмінник, що спричиняє конденсацію пари. Після нагрівання в регенеративному теплообміннику конденсат подається помпою в котел.

Теплофікаційний цикл із регенеративним підігрівачем показано на рисунку 28 у T - S -координатах.

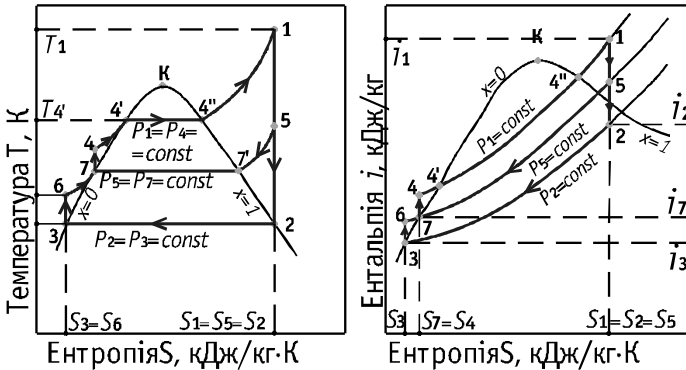


Рис. 28. Цикл ТЕЦ у координатах P - v і T - S

Розглянемо процеси циклу ТЕЦ з одним регенеративним відбором пари: процес 1–5 — адіабатне розширення пари на лопатях першого ступеня $dq = 0$ турбіни. Робота розширення пари

$$S_1 = S_5 \quad l_{1,5} = i_1 - i_5, \quad \text{кДж/кг};$$

процес 5–2 — адіабатне розширення пари на лопатях другого ступеня $dq = 0$ парової турбіни. Робота розширення пари

$$S_5 = S_2 \quad l_{5,2} = (i_5 - i_2) \cdot (1 - g), \quad \text{кДж/кг};$$

процес 2–3 — ізобарно-термічна конденсація пари в теплофікаційному $P_2 = P_3$ теплообміннику з передаванням теплоти води в системі $T_2 = T_3$ опалення

$$q_2 = q_{2,3} = (i_2 - i_3) \cdot (1 - g), \quad \text{кДж/кг};$$

процеси 3–6 — адіабатне стискування конденсату в помпах; витратами і 7–4 — роботи на стискування можна знехтувати

$$dq = 0 \quad l_{3,6} = v_3 \cdot (P_6 - P_3) \cdot (1 - g) \approx 0, \quad \text{кДж/кг};$$

$$S_3 = S_6 \quad S_7 = S_4 \quad l_{7,4} = v_7 \cdot (P_4 - P_7) \approx 0, \quad \text{кДж/кг};$$

процес 6–7 — ізобарне нагрівання конденсату в регенеративному теплообміннику за рахунок пари першого відбору. Кількість теплоти на нагрівання

$$q_{6-7} = (i_7 - i_6) \cdot (1-g), \quad \text{кДж/кг};$$

процес 5–7 — ізобарний процес відведення теплоти від пари першого відбору до конденсату в регенеративному теплообміннику

$$q_{5-7} = (i_5 - i_7) \cdot g,$$

$$q_{5-7} = q_{6-7};$$

процес 4–1 — ізобарний процес нагрівання води (4–4'), пароутворення сухої пари (4' - 4'') і нагрівання пари (4'' - 1) у котлі й пароперегрівачі за рахунок теплоти згорання палива. Кількість затраченої теплоти

$$q_{4-1} = q_1 = i_1 - i_4.$$

Рівняння енергетичного балансу циклу ТЕЦ

$$q_{4-1} = l_{1-5} + l_{5-2} + q_{2-3} + l_{3-6} + l_{7-4} + q_{6-7} \quad \text{кДж/кг}. \quad (140)$$

Теплота згорання палива, що підводиться до робочого тіла в циклі, витрачається на виконання роботи розширення, нагрівання води в системі опалення, приведення у дію pomp і нагрівання конденсату в регенеративному теплообміннику.

Економічність роботи ТЕЦ визначається коефіцієнтом використання теплоти

$$K = \frac{q_{\text{кор}}}{q_1}, \quad \text{част. од.}, \quad (141)$$

де $q_{\text{кор}}$ — загальна корисна використана енергія.

Величина $q_{\text{кор}}$ містить роботу розширення пари на лопатях турбіни l_0 і теплоту, одержану в теплофікаційному теплообміннику q_2 ,

$$\begin{aligned} K &= \frac{l_0 + q_2}{q_1} = \frac{l_{1-5} + l_{5-2} + q_{2-3}}{q_{4-1}} = \\ &= \frac{(i_1 - i_5) + (i_5 - i_2) \cdot (1-g) + (i_2 - i_3) \cdot (1-g)}{i_1 - i_4}, \quad \text{част. од (\%)}. \quad (142) \end{aligned}$$

На сучасних ТЕЦ коефіцієнт використання теплоти досягає 70–85%, що значно перевищує економічність КЕС.

Для економічної роботи реальної ТЕЦ надзвичайно важливо збалансувати електричне й теплове навантаження. Якщо кількість і потужність споживачів теплової енергії зменшується, то потреба у виробництві теплоти на ТЕЦ також зменшується, оскільки теплота не має попиту. Це призводить до зменшення величини q_{2-3} і падіння коефіцієнта економічності ТЕЦ.

Комбіноване виробництво теплоти та електроенергії дає змогу відмовитись від будівництва традиційних джерел теплоти для опалення — котельень. Значна одинична потужність парових турбін зумовила збільшення одиничних потужностей ТЕЦ. Надмірна централізація систем тепlopостачання, що супроводжує теплофікацію, має свої переваги, проте їй притаманні й певні недоліки, передусім пов'язані зі значною протяжністю теплових мереж від станції до споживачів, а також з експлуатацією теплових мереж.

В циклі теплофікаційної установки може передбачатись не лише комбіноване вироблення електричної енергії і гарячої води однієї певної температури на потреби опалення. Можливим може бути вироблення для споживачів гарячої води з різною температурою, або вироблення водяної пари різного тиску для різноманітних зовнішніх технологічних споживачів. Тому на ТЕЦ можуть використовуватись теплофікаційні турбіни різних типів залежно від виду споживачів теплоти.

Так на рис. 29.а представлено схему ТЕЦ з так званими турбінами з погіршеним вакуумом. Тиск у конденсаторі такої турбіни підтримується таким, щоб температура насичення пари на виході із турбіни була достатньо високою для нагрівання води до температури, достатньою для споживачів.

На рис. 29 б зображена схема ТЕЦ, де застосовані так звані турбіни з протитиском. В установках цього типу конденсатор відсутній, а відпрацьовану пару з турбіни направляють паропроводом на будь яке технологічні виробничі потреби, де вона віддає теплоту і конденсується. Конденсат, в свою чергу, повертається для живлення котлів. Тиск пари на виході з турбіни визначається потребами виробництва, а генерація електроенергії в такому разі має нижчий пріоритет.

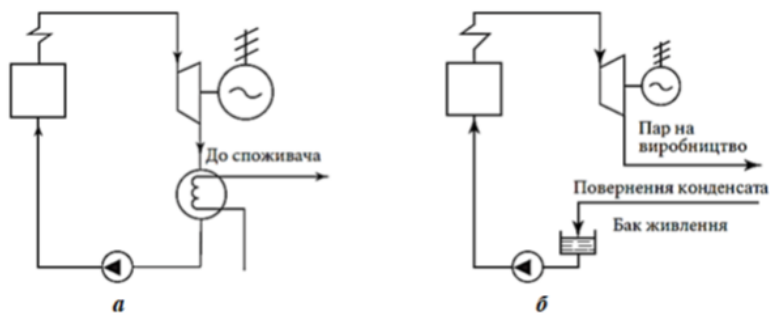


Рис.29.Теплофікаційні схеми.

На рис. 30.а показано схему ТЕЦ з турбінами з проміжним відбором пари. Для такої схеми характерним є виробничий відбір пари з проміжних ступенів турбіни для потреб технологічного зовнішнього виробництва. З технологічних пристроїв повертається конденсат, який утворюється в ході використання пари. В подальшому цей конденсат направляється на живлення котлів (рис.29). Тиск пари на відборах залежить від вимог технологічних процесів виробництва.

Можливим є варіант подачі пари теплофікаційного відбору турбіни на підігрівачі теплообмінники (ПТ), у яких ця пара підігріває воду для потреб опалення або гарячого водопостачання (рис. 30.б).

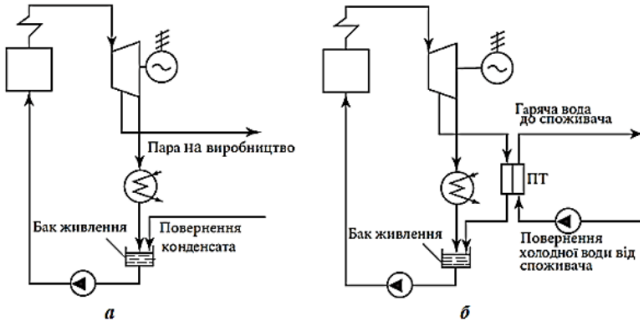


Рис. 30. Схеми ТЕЦ з турбінами з відбором пари.

Коефіцієнт використання теплоти K , як інтегральна характеристика ефективності і економічності роботи ТЕЦ для певного проміжку роботи станції може визначатись не через питомі показники вироблення електричної l_e і теплової q енергії в кДж/кг, (формула 142) а за допомогою експлуатаційних загальних показників кількості виробленої протягом певного періоду роботи станції електричної N_e і теплової Q енергії в МВт·год згідно залежності:

$$K = \frac{N_e + Q}{B \cdot Q_H^p}, \text{ част.од.} \quad (143)$$

B – витрати палива в котлі ТЕЦ протягом певного періоду роботи станції, для якого визначається величина коефіцієнта використання теплоти K кг, або m^3 ;

Q_H^p – теплота згорання палива, МВт· год/кг або МВт· год/ m^3 .

Значення K тим ближче до одиниці, чим досконаліше робота станції, і меншими є непродуктивні втрати енергії в котлоагрегаті, паропроводах та механічні втрати енергії в електрогенераторі. Для потужних ТЕЦ цей показник становить 65–85 %.

Окрім того, щоб збільшити ККД циклу, необхідно підвищити параметри пари на вході в турбіну. Але це можливо тільки за умови збільшення тиску пари й обмежене властивостями сталі витримувати значний тиск в умовах високої температури робочого тіла.

Незначна величина критичної температури водяної пари, що становить $T_{кр} = 374,15^\circ C$, під достатньо високим тиском $P_{кр} = 22,1$ МПа також обмежує збільшення параметрів робочого тіла на вході в турбіну. Щоб мати можливість підвищити ККД циклу, за рахунок збільшення температури робочого тіла, доцільно замінити водяну пару як РТ на більш високотемпературне, наприклад, на продукти згорання рідкого чи газоподібного палива. Продукти згорання мають значно вищу критичну температуру.

При цьому необхідно зберегти водяну пару як робоче тіло на нижньому джерелі теплоти (у конденсаторі), оскільки вода дає змогу підтримувати не дуже низький

тиск за нижньої температури циклу (тобто за температури, близької до температури навколишнього середовища й підтримуваної в конденсаторі). Надто низький тиск насичення потребує глибокого вакууму в конденсаторі, що забезпечити технічно складно.

Так виникла ідея бінарного теплосилового циклу з комбінованим виробництвом теплоти та електроенергії когенераційного бінарного циклу.

10.2. Когенераційний бінарний цикл

В основу когенераційного циклу покладено спільний цикл теплового двигуна (газової турбіни або ДВЗ) і паросилової установки. У цьому циклі використовують два робочих тіла — продукти згорання палива на верхньому джерелі теплоти й водяної пари — на нижньому.

Застосовувати поршневі ДВЗ рекомендується в разі незначних одиничних теплових та електричних потужностей споживачів теплоти та електроенергії (до 2–3 МВт). Зменшення одиничної потужності агрегату дає змогу використати принцип комбінованого виробництва тепла й електроенергії для помірно централізованих, децентралізованих й автономних джерел теплоти. Якщо необхідно виробити більшу кількість теплової та електричної енергії, — встановлюють газову турбіну.

Принципову схему бінарного когенераційного циклу з газовою й паровою турбіною показано на рисунку 31.

Повітря, необхідне для згорання палива, забирається з атмосфери, стискується в компресорі (5) до тиску P_2 в камері згорання газової турбіни. В ізохорному процесі 2–3 до продуктів згорання, утворених під час згорання палива, підводиться теплота q_1^2 . Адіабатне розширення продуктів згорання на лопатях газової турбіни (1) у процесі 3–4 дає змогу одержати роботу розширення — l_{3-4} використовувану для виробництва електричної енергії (16). Відпрацьовані продукти згорання після газової турбіни надходять у котел–утилізатор (6, 7), в якому під час ізобарного процесу 4-1 вони віддають теплоту конденсатові водяної пари, $q_2^r = q_1^n$. При цьому конденсат ізобарно нагрівається в утилізаторі (7) до кипіння в процесі 10–11, перетворюється в суху пару (ізобарно-ізотермічний процес 11–12) і накопичується в парозбірнику (9). Подальше нагрівання сухої пари продуктами згорання зумовлює утворення перегрітої пари в ізобарному процесі 12–5 із кінцевими параметрами у точці 5 (P_5, T_5, S_5).

У подальшому водяна пара адіабатно розширюється на лопатях парової турбіни (2) з одержанням корисної роботи l_{5-6} і l_{6-7} у процесах 5–6 і 6–7.

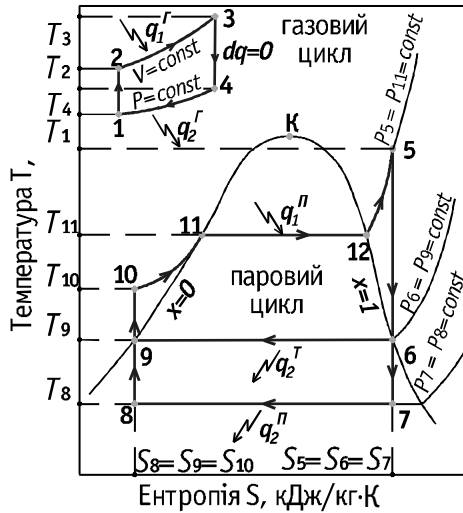


Рис. 32. Цикл когенераційної бінарної установки в координатах $T-S$

q_1^r — питома кількість теплоти, що підводиться в тепловому двигуні з паливом; q_2^r — питома кількість теплоти, яка відводиться від теплового двигуна, утилізується для нагрівання води й передається в паросиловий цикл; $q_1^n = q_2^r \cdot q_2^T$ — кількість теплоти, яка відводиться в паросиловому циклі й використовується на нагрівання води в теплофікаційному теплообміннику для споживача теплоти; q_2^n — кількість теплоти, що віддається у конденсаторі парової турбіни охолоджувальній воді та втрачається в навколишнє середовище.

Результатну корисну роботу циклу визначають за різницею роботи розширення і стискування робочого тіла

$$l_o = l_o^n + l_o^r = (l_{3-4} + l_{5-6} + l_{6-7}) - (l_{8-9} + l_{9-10} + l_{1-2}), \text{ кДж/кг},$$

де l_o^n і l_o^r — корисна робота парового й газового циклу, відповідно кДж/кг.

У когенераційному циклі наявна багатоступенева система трансформації первинної енергії палива, кінцевою метою якої є максимально можливе застосування потенціалу підведеної теплоти q_1^r . На першому етапі в тепловому двигуні ця теплота використовується, для отримання корисної роботи з розширення продуктів згоряння l_{r0} і приведення в дію компресора l_k ; у котлах-утилізаторах відпрацьовані продукти згоряння нагрівають воду, генерують водяну пару, яка у свою чергу розширюється та виконує корисну роботу в паровій турбіні l_{r0} . Частина теплоти відпрацьованої водяної пари після парової турбіни нагріває воду в системі теплоспоживання q_{T2} . Друга ж частина теплоти, яка не має попиту у споживачів, відводиться в навколишнє середовище та втрачається (інші виробничі витрати теплоти, зокрема втрати від нагрітого обладнання в ідеальному циклі, не розглядають).

Подана вище схема ба-гаторазового застосування теплоти дає змогу значно підвищити ефективність її ви-користання й коефіцієнт економічності установки.

Загальні рівняння теплового балансу циклу записують у вигляді:

- теплота, що підводиться до теплового двигуна установки, витрачається на роботу розширення продуктів згорання l'_o і на вироблення їхньої теплоти, яка відводиться від теплового двигуна, q^f_2

$$q^f_1 = l'_o + q^f_2, \text{ кДж/кг}; \quad (144)$$

- теплота, яка відводиться від теплового двигуна циклу з відпрацьованими продуктами згорання палива, **не втрачається в навколишньому середовищі, а передається паросиловому циклові** установки в еквівалентній кількості

$$q^n_2 = q^n_1, \text{ кДж/кг};$$

- теплота, одержана паросиловим циклом, витрачається на роботу з розширення пари в паровій турбіні l^n_o , на виробництво корисної теплоти для споживачів з урахуванням витрат палива в піковому котлі ($q^T_2 - q_{пк}$) і на втрати теплоти в навколишнє середовище

$$q^n_1 = q^f_2 = l^n_o + (q^T_2 - q_{пк}) + q^n_2, \text{ кДж/кг}; \quad (145)$$

- енергія, що підводиться до установки як теплота згорання палива у теплому двигуні q^f_1 і піковому котлі $q_{пк}$, витрачається на корисну роботу в паровій та газовій турбінах установки ($l'_o + l^n_o$), на виробництво необхідної для споживачів кількості теплоти ($q^T_2 - q_{пк}$) і відводиться в навколишнє середовище в конденсаторі паросилового циклу q^n_2

$$q^n_1 = (l'_o + l^n_o) + (q^T_2 - q_{пк}) + q^n_2, \text{ кДж/кг}. \quad (146)$$

Формули для обчислення теплових балансів установки наведено у таблиці 10.

Коефіцієнт використання теплоти когенераційного бінарного циклу обчислюють за залежністю (147) згідно з другим законом термодинаміки

$$K = \frac{l_o + (q^m_2 - q_{пк})}{q^f_1} = \frac{q^f_1 - (q^f_2 + q_{пк})}{q^f_1} \quad (147)$$

Використовуючи ДВЗ як тепловий двигун, одиничну потужність установки можна значно зменшити (до величин електро- та теплоспоживання окремим житловим чи громадським будинком). У такому разі застосовувати парову турбіну й паросиловий цикл недоцільно.

Водяна пара як робоче тіло не використовується, а продукти згорання ДВЗ безпосередньо нагрівають воду для опалення в теплообміннику. Такі установки автономного комбінованого виробництва електричної та теплової енергії є альтернативою опалювальних котлів та систем централізованого електропостачання. Вітчизняні й закордонні виробники виготовляють установки у вигляді компактних моноблоків, що забезпечують низьку собівартість електроенергії (її собівартість у 2–3 рази менша порівняно з чинними тарифами на електроенергію).

Таблиця 10. Визначення кількості теплоти і роботи для ідеального когенераційного циклу

№ процесу	Найменування процесу	Характеристика процесу	Залежності для обчислення в кДж/кг водяної пари	
			Роботи l	Теплоти q
1–2	Адіабатне стискування повітря в компресорі	$dS = 0$ $S_1 = \text{const}$	$(i_2 - i_1) \cdot m_{\text{nc}}$	0
2–3	Ізохорне підведення теплоти в тепловому двигуні q_1^r	$v_2 = \text{const}$	0	$(i_2 - i_1) \cdot m_{\text{nc}}$
3–4	Адіабатне розширення продуктів згорання у тепловому двигуні	$dS = 0$ $S_1 = \text{const}$	$(i_3 - i_4) \cdot m_{\text{nc}}$	0
4–1	Ізобарне відведення теплоти від продуктів згорання до паросилового циклу $q_2^r = q_1^n$	$P_4 = \text{const}$	$P_4 \cdot (v_4 - v_1) \cdot m_{\text{nc}}$ P_4 в кПа	$(i_4 - i_1) \cdot m_{\text{nc}}$
10–11 -12–5	Ізобарне підведення теплоти в паросиловому циклі q_1^n	$P_5 = \text{const}$	—	$i_5 - i_{10}$
5–6	Адіабатне розширення пари на I ступені парової турбіни	$dS = 0$ $S_5 = \text{const}$	$i_5 - i_6$	0
6–7	Адіабатне розширення пари на II ступені парової турбіни	$dS = 0$ $S_6 = \text{const}$	$(i_6 - i_7) \cdot (1 - g)$	0
7–8	Ізобарне відведення теплоти в навколишнє середовище у конденсаторі q_2^n	$P_7 = \text{const}$	—	$(i_7 - i_8) \cdot (1 - g)$
8–9 9–10	Адіабатне стискування конденсату в помпах	$dS = 0$ $S_8 = \text{const}$	$v_8 \cdot (P_9 - P_8) \cdot (1 - g)$ $v_9 \cdot (P_{10} - P_9) \cdot g$	—
6–9	Ізобарна конденсація водяної пари в теплофікаційному теплообміннику	$P_6 = \text{const}$	—	$(i_6 - i_9) \cdot g$

Коефіцієнт використання теплоти такої установки комбінованого виробництва електричної та теплової енергії визначають за залежністю

$$K = \frac{l_0^r + q_2^r}{q_1^r} \quad (148)$$

Контрольні запитання

1. Зобразити цикл Ренкіна у діаграмах $P-v$, $T-S$, $i-S$. Пояснити призначення окремих термодинамічних процесів — складових циклу.
2. Як визначають корисну роботу циклу Ренкіна?
3. Призначення конденсатора у циклі Ренкіна. Із яких міркувань призначають тиск у конденсаторі?
4. Як визначають ККД циклу Ренкіна? Способи підвищення ККД паросилового циклу.
5. Що обмежує підвищення тиску пари до турбіни і зниження тиску в конденсаторі в разі підвищення термічного ККД циклу Ренкіна?
6. Які теплові електростанції називають ТЕЦ? Навести схему ТЕЦ, пояснити призначення окремих елементів.
7. Що таке турбіна, яка працює з протитиском?
8. У якому співвідношенні перебувають термічний ККД паросилової установки й коефіцієнт використання теплоти в теплофікаційному циклі?
9. Основні умови економічної роботи ТЕЦ.
10. Із яких міркувань у теплосилових циклах застосовують два робочих тіла? Що таке бінарний цикл?
11. У чому причина підвищення ККД у бінарному когенераційному циклі?
12. Зобразити в діаграмі $T-S$ цикл бінарної установки.
13. Як визначають коефіцієнт використання теплоти в бінарному когенераційному циклі?
14. У чому полягають переваги й недоліки водяної пари як робочого тіла.
15. Записати залежності для визначення таких характеристик паросилових циклів і циклів комбінованого виробництва теплоти й електроенергії:
 - роботи розширення на лопатях турбіни;
 - теплоти, що утворюється під час конденсації пари в теплофікаційному теплообміннику;
 - витрат роботи на стискування конденсату в помпах;
 - теплоти, що виділяється в регенеративному теплообміннику;
 - теплоти, яку необхідно підвести до циклу для пароутворення в паровому котлі.

Задачі

№1. Паросилова установка працює за циклом Ренкіна. Початковий стан водяної пари до турбіни $P_1 = 2,0$ МПа, $t_1 = 300^\circ\text{C}$. Тиск в конденсаторі $P_2 = 4$ кПа. Визначити термічний ККД.

Розв'язання

Будуємо процес 1–2 адіабатного розширення пари на лопатях турбіни на $i-S$ -

діаграмі водяної пари за відомими параметрами точок 1 і 2 (рис. 25). За допомогою діаграми (додаток К) визначаємо ентальпію пари в початковому стані, $i_1 = 3019$ кДж/кг, ентальпію пари на виході з турбіни (точка 2), $i_2 = 2036$ кДж/кг й ентальпію конденсату на виході з конденсатора, $i_3 = 121,4$ кДж/кг. Величину i_3 можна також визначити за таблицями водяної пари або згідно із залежністю (17)

$$i_3 = c_k \cdot t_3 = c_k \cdot t_n = 4,2 \cdot 28,98 = 121,4 \text{ кДж/кг,}$$

де t_n — температура насичення водяної пари під тиском $P_2 = 4$ кПа в конденсаторі, згідно з таблицями водяної пари $t_n = 28,98^\circ\text{C}$.

Термічний ККД циклу Ренкіна визначають за формулою (137)

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3} = \frac{3019 - 2036}{3019 - 121,4} = 0,339 \quad (33,9\%)$$

№2. На заводській ТЕЦ встановлено дві парові турбіни з протитиском потужністю електричної енергії $N_{\text{ен}} = 4000$ кВт кожна. Уся пара із турбіни скеровується на технологічні потреби заводу, звідкіля вона повертається в котельню як конденсат за температури насичення. Установка працює за циклом Ренкіна. Параметри пари до турбіни: $P_1 = 35$ ата, $t_1 = 435^\circ\text{C}$; тиск пари після турбіни $P_2 = 1,2$ ата. Термічний ККД парового котла становить $\eta_k = 84\%$, теплота згорання палива $Q_n^p = 28470$ кДж/кг.

Визначити витрати палива на ТЕЦ.

Розв'язання

Із i - S -діаграми знаходимо ентальпії робочого тіла з характерних точок циклу, зображеного на рисунку 25:

- до турбіни $i_1 = 3302$ кДж/кг;
- після турбіни $i_2 = 2538$ кДж/кг;
- після конденсатора $i_3 = 439,4$ кДж/кг.

Питомі витрати пари на 1 кВт·год виробленої електроенергії визначаємо за залежністю (138)

$$d = \frac{3600}{i_1 - i_2} = \frac{3600}{3302 - 2538} = 4,71 \text{ кг/(кВт} \cdot \text{год)}$$

Годинні витрати пари, споживаної турбінами, отримуємо за формулою

$$D_0 = N_{\text{ен}} \cdot d = 4000 \cdot 4,71 = 37680 \text{ кг/год.}$$

Визначаємо кількість корисної теплоти, яка буде використовуватись на технологічні потреби заводу, з парою, що відбирається після турбіни. Оскільки вся пара з параметрами точки 2 після турбіни надходить на технологічні потреби, а повертається в котельню у вигляді конденсату в точці 3, то кількість корисної теплоти визначають як різницю ентальпій у точках 2 і 3 (відповідно до й після ізобарного процесу конденсації пари)

$$Q = D_0 \cdot (i_2 - i_3) = 37680 \cdot (2538 - 439,4) = 79,075 \cdot 10^6 \text{ кДж/год.}$$

Кількість теплоти, яку необхідно передати від продуктів згорання палива до

конденсату для генерації пари в котлі, визначають так само, як для ізобарного процесу 4–1 (рис. 27)

$$Q_{\text{ТЕЦ}} = D_0 \cdot (i_1 - i_3) = 37680 \cdot (3302 - 439,4) = 107,9 \cdot 10^6 \text{ кДж/год.}$$

Витрати палива в котельні ТЕЦ обчислюють за залежністю (11)

$$B_{\text{ТЕЦ}} = \frac{Q}{Q_H^p \cdot \eta_k} = \frac{107,9 \times 10^6}{28470 \times 0,84} = 4511 \text{ кг/год.}$$

№3. Для умов попередньої задачі визначити витрати палива під час окремого виробництва: електроенергії — на конденсаційній електростанції, що працює за циклом Ренкіна і теплоти — в паровій котельні.

Кінцевий тиск у конденсаторі вважати $P_2 = 4$ кПа. Визначити коефіцієнт використання теплоти палива в разі комбінованого й окремого виробництва теплової та електричної енергії.

Розв'язання

За допомогою *i-S*-діаграми знаходимо ентальпії пари на виході з турбіни під тиском $P_2 = 4$ кПа, $i_2 = 2092$ кДж/кг й ентальпії конденсату на виході з конденсатора $i_3 = 121,4$ кДж/кг.

Питомі витрати водяної пари на турбіну в разі роботи станції з конденсатором на 1 кВт·год виробленої електроенергії визначаємо за залежністю (138) новим значенням ентальпії i_2

$$d = \frac{3600}{3302 - 2092} = 2,97 \text{ кг/(кВт} \cdot \text{год)}.$$

Годинні витрати пари на турбіну становитимуть

$$D_0 = N_{\text{ен}} \cdot d = 8000 \cdot 2,97 = 23760 \text{ кг/год.}$$

Кількість теплоти, що витрачається в котельні для виробництва такої кількості пари

$$Q_1 = D_0 \cdot (i_1 - i_3) = 23760 \cdot (3302 - 121,4) = 75,57 \cdot 10^6 \text{ кДж/год.}$$

Витрати палива в паровій котельні для виробництва пари

$$B_1 = \frac{Q}{Q_H^p \cdot \eta_k} = \frac{75,57 \cdot 10^6}{28470 \cdot 0,84} = 3160 \text{ кг/год}$$

Одержана величина витрат палива на виробництво електроенергії значно менша за одержані в задачі №2 витрати на комбіноване виробництво теплової та електричної енергії, але не враховує необхідності вироблення теплоти.

Кількість теплоти, яку необхідно подати споживачам за умовами попередньої задачі, становить $Q = 79,075$ кДж/год.

Додаткові витрати палива у другій котельні визначають за залежністю

$$B_2 = \frac{Q}{Q_H^p \cdot \eta_k} = \frac{79,075}{28470 \cdot 0,84} = 3306 \text{ кг/год}$$

Загальні витрати палива в обох котельнях становитимуть

$$B = B_1 + B_2 = 3160 + 3306 = 6466 \text{ кг/год},$$

що менше за витрати палива в разі комбінованого виробництва теплової та електричної енергії на ТЕЦ.

Економія палива на ТЕЦ становить

$$E = \frac{B - B_{\text{ТЕЦ}}}{B} \cdot 100 = \frac{6466 - 4511}{6466} \cdot 100 = 30,3\%$$

Визначають коефіцієнт використання теплоти палива на ТЕЦ у разі комбінованого виробництва теплової та електричної енергії та у випадку окремого виробництва: електричної енергії на КЕС, і теплоти — у котельні:

- для комбінованого виробництва

$$K_{\text{ТЕЦ}} = \frac{3600 \cdot N_{\text{ел}} + Q}{B \cdot Q_{\text{H}}^p} = \frac{3600 \cdot 8000 + 97,075 \cdot 10^6}{4511 \cdot 28470} = 0,84 \text{ (84\%)};$$

- для окремого виробництва

$$K = \frac{3600 \cdot N_{\text{ел}} + Q}{B \cdot Q_{\text{H}}^p} = \frac{3600 \cdot 8000 + 97,075 \cdot 10^6}{6466 \cdot 28470} = 0,586 \text{ (58,6\%)}$$

Отже, комбіноване виробництво теплоти й електроенергії на ТЕЦ економічно вигідне та доцільне.

№4. Турбіна потужністю 6000 кВт працює за параметрів пари $P_1 = 3,5$ МПа, $t_1 = 435^\circ\text{C}$, $P_2 = 4$ кПа. Для підігрівання живильної води з турбіни відбирається пара під тиском $P_5 = 0,16$ МПа.

Визначити термічний ККД установки, питомі витрати пари й теплоти і збільшення термічного ККД порівняно з такою установкою, що працює без регенеративного підігрівання живильної води.

Розв'язуючи задачу, доцільно використати побудову циклу, надану на рисунку 27, на сторінках 94, 95.

Величину відбору g_1 визначити з рівняння теплового балансу регенеративного теплообмінника за залежністю

$$g_1 = \frac{i_7 - i_3}{i_5 - i_3}, \text{ част. од.},$$

де умовні позначення вжито згідно з рисунка 27.

№5. Визначити термічні ККД циклу Ренкіна за умови переведення роботи турбіни з параметрами пари $P_1 = 2,9$ МПа, $t_1 = 400^\circ\text{C}$, $P_2 = 4$ кПа на параметри $P_1 = 9,0$ МПа, $t_1 = 480^\circ\text{C}$, $P_2 = 3$ кПа. Проаналізувати причини зміни ККД.

10.3. СПОСОБИ ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ РОБОТИ ПАРΟΣИЛОВИХ УСТАНОВОК. ЦИКЛ З ПРОМІЖНИМ ПЕРЕГРІВАННЯМ ПАРИ

Підвищення ефективності роботи паросилових установок може бути досягнутим за рахунок зміни параметрів циклу. Одним із таких заходів може бути збільшення ентальпійного перепаду на турбіні за рахунок зменшення тиску пари на виході із турбіни і в конденсаторі. Відомо, що тиск водяної пари однозначно пов'язаний з температурою. Тому зменшення тиску в конденсаторі означає зменшення температури і ентальпії водяної пари, а також температури відведення теплоти в циклі. Збільшення ентальпійного перепаду на турбіні у ході зниження тиску в конденсаторі дає можливість збільшити корисну роботу і ККД циклу (рис.33).

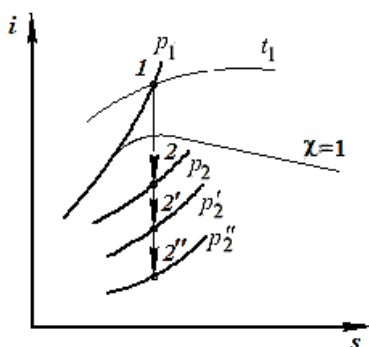


Рис.33. Вплив тиску в конденсаторі на ефективність паро-силового циклу. p_1 - тиск пари на вході до турбіни; p_2, p_2', p_2'' - тиск пари в конденсаторі $p_2 > p_2' > p_2''$.

Обмеженням для впровадження такого заходу є обмежена технічна можливість зниження і постійного підтримання низьких величин тиску в конденсаторі, які повинні бути меншими за барометричний тиск (вакуум).

Збільшення ентальпійного перепаду на турбіні і підвищення ККД паросилового циклу може бути досягнуто також за рахунок збільшення тиску пари на виході із котлів паросилових циклів і на вході до парової турбіни (за умови збереження температури пари на вході до турбіни і розрідження в конденсаторі).

Як видно із рис.34 збільшення тиску пари на вході до турбіни за умови збереження на сталому рівні інших характеристик циклу дає можливість збільшити корисну роботу в циклі і величину його ККД.

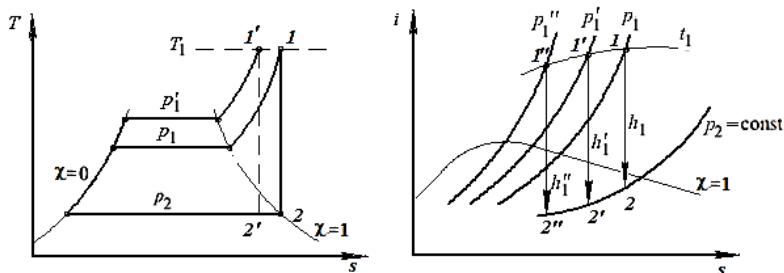


Рис.34. Вплив початкового тиску водяної пари на вході до турбіни на ефективність паросилового циклу. P_1, P_1', P_1'' - можливі варіанти тиску пари на вході до турбіни. $P_1 < P_1' < P_1''$. h_1 - перепад величини ентальпії пари на турбіні, який визначає корисну роботу, що буде отримана в циклі, $h_1'' > h_1 > h_1'$

Наступний спосіб збільшення термодинамічної ефективності роботи циклу – підвищення температури перегрітої пари t_1 за умови підтримання сталою тиску пари перед турбіною P_1 . є одним із найефективніших способів збільшення термічного ККД, оскільки він підвищує середню температуру підведення теплоти. (рис.35). Однак, як і попередній захід, його впровадження обмежено конструктивними обмеженнями матеріалів, які використовуються в циклі, їх можливостями витримувати високу температуру і тиск без втрати міцності і стійкості матеріалу.

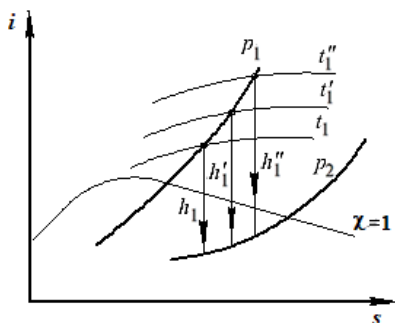


Рис.35. Вплив початкової температури водяної пари на вході до турбіни на ефективність паросилового циклу. $t_1 < t_1' < t_1''$ – температура пере-грітої пари на вході до турбіни. h_1 – перепад ентальпії на турбіні, який визначає корисну роботу, отриману в циклі, $h_1'' > h_1' > h_1$.

Використання перегрітої пари з більш високою температурою сприяє зменшенню її вологості на кінцевих стадіях її розширення в турбіні, що знижує ерозійний знос лопаток турбіни та покращує експлуатаційну надійність обладнання.

Проте надмірне підвищення температури обмежене термомеханічною міцністю матеріалів і необхідністю використання більш термостійких сплавів, що впливає на економічну доцільність процесу.

Комплексне підвищення як температури, так і тиску пари перед турбіною є більш ефективним заходом, ніж зміна лише одного з цих параметрів, оскільки це одночасно підвищує термічний ККД і покращує умови розширення пари, оптимізує ступінь сухості пари на виході із турбіни.

Необхідно також зазначити, що реальний процес розширення пари в турбіні відрізняється від ідеального у зв'язку з наявністю неминучих втрат енергії в процесі розширення пари. (рис. 36).

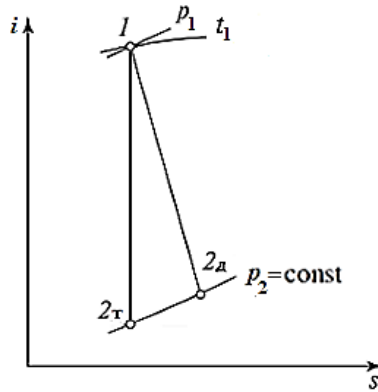


Рис. 36. Ідеальний і реальні процеси розширення пари в турбіні.
 1-2_і – ідеальний процес;
 1-2_р – дійсний процес.

Відмінність у протікання реального процесу від ідеального і його відхилення від адіабатного процесу зумовлено низкою факторів, зокрема: втратами енергії потоку на тертя в проточній частині, що зменшує ефективний перепад ентальпії; втратами теплоти в навколишнє середовище, які спричиняють відхилення процесу від ізоентропного; наявністю води в парі в кінцевих ступенях, що викликає ерозію лопаток і збільшує гідродинамічні втрати. Важливу роль також відіграють ускладнення процесу розширення пари, спричинені завихреннями та неідеальною формою проточних каналів.

Відхилення процесу розширення пари в турбіні від ідеального адіабатного враховується внутрішнім відносним індикаторним ККД:

$$\eta_{oi} = \frac{i_1 - i_{2d}}{i_1 - i_{2r}}, \text{ част.од.} \quad (149)$$

де i_{2r} – ентальпія пари на виході із турбіни для ідеального процесу розширення;
 i_{2d} – ентальпія пари на виході із турбіни для дійсного процесу розширення.
 Для сучасних парових турбін внутрішній відносний індикаторний ККД паротурбінної установки зазвичай становить в межах 0,85–0,93.

Ще одним дієвим способом збільшення термодинамічного ККД циклу є частковий відбір відпрацьованої в проміжних ступенях турбіни пари, подача її в регенеративні теплообмінники і використання отриманої в результаті конденсації пари теплоти для попереднього часткового підігрівання живильної води, яка подається до котла. В результаті скорочуються витрати палива на нагрівання живильної води до температури кипіння, генерацію пари і її перегрівання в паровому котлі циклу. Такий паросиловий цикл називають регенеративним.

Залежно від тиску та конструкції теплообмінники поділяються на змішувальні та поверхневі. У змішувальних теплообмінниках відібрана пара безпосередньо конденсується на краплях і струменях конденсату, забезпечуючи високу ефективність теплообміну. Конденсат гріючої пари змішується з основним потоком нагрітої живильної води і надходить до парового котла циклу.

У поверхневих безконтактних теплообмінниках теплообмін проходить через стінку теплообмінника, що дозволяє уникнути змішування робочих тіл. Ефективність процесу нагрівання в поверхневих теплообмінниках менша, порівняно зі змішувальними. Але конденсат гріючої пари також надходить в котел.

Кількість підігрівачів у регенеративному циклі визначається необхідним ступенем попереднього підігріву води та економічною доцільністю. Зазвичай у сучасних паротурбінних установках застосовується від 5 до 8 підігрівачів, що працюють при різних тиску пари. На рис.27 представлена схема паросилового циклу з одним регенеративним відбором. А на рис. 28 показано побудову такого циклу в T-S і I-S діаграмах стану водяної пари.

Використання регенерації по-різному впливає на основні показники циклу.

З однієї сторони, проміжний відбір пари на підігрівання живильної води зменшує втрати теплоти в конденсаторі циклу і збільшує його термодинамічний ККД. Але з іншої – пара з проміжних ступенів турбіни відбирається до її повного розширення. Тим самим зменшується кількість пари, що ще може виконувати роботу на лопатках турбіни в останніх ступенях. Це призводить до певного зниження корисної роботи, отримуваної від турбіни для генерації електричної енергії.

Однак цей ефект компенсується загальним підвищенням коефіцієнта корисної дії циклу. Введення регенерації зменшує кількість теплоти, яку необхідно підвести до парового котла, оскільки живильна вода надходить у нього вже підігрітою. Це скорочує витрати палива, необхідного для досягнення рівної потужності установки.

На рис. 37 представлено принципову схему паросилової конденсаційної установки з трьома відборам пари для нагрівання живильної води.

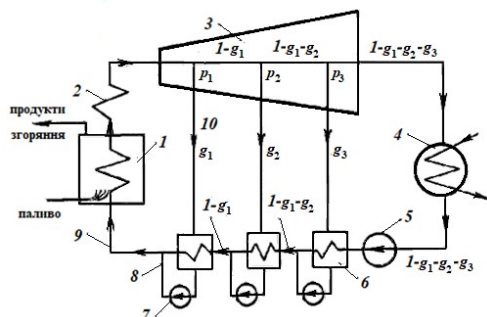


Рис. 37. Принципова схема паросилової конденсаційної установки з трьома відборам пари для нагрівання живильної води: 1 - паровий котел; 2 - пароперегрівач котла; 3 - багатоступенева парова турбіна з трьома відборам пари; 4 - конденсатор паросилової установки; 5 - живильна помпа для подачі конденсату до котла; 6 - регенеративні поверхневі теплообмінники; 7 - помпи для подачі конденсату гріючої пари з проміжних відборів турбіни до котла; 8 - трубопровід для подачі конденсату гріючої пари; 9 - трубопровід живильної води. g_1, g_2, g_3 – масова частки пари, що подається з відборів турбіни до регенеративних теплообмінників, визначається за відношенням маси пари, котрі відбирається після проміжної ступені турбіни M_1 до загальної маси M пари, наприклад для пари першого відбору: $g_1 = M_1/M$.

Термодинамічний ККД регенеративного конденсаційного циклу в част. од. визначається згідно залежності:

$$\eta_t = \frac{l_o \cdot i_1 - l' \cdot g_1 - l'' \cdot g_2 - l''' \cdot g_3}{q_1 \cdot i_1 - l_{жв}} \quad (150)$$

Питомі витрати пари для циклу в кг/ МДж:

$$d = \frac{1000}{i_1 - l' \cdot g_1 - l'' \cdot g_2 - l''' \cdot g_3} \quad (151)$$

10.3.1 ЦИКЛ З ПРОМІЖНИМ ПЕРЕГРІВНЯМ ПАРИ

Якщо на робочі лопатки турбіни попадає волога водяна пара, ступінь сухоті якої (X) значно менша за 1,0, то гідродинамічний режим проточної частини турбіни різко погіршується і внаслідок цього знижується внутрішній відносний ККД турбіни. Це призводить до зниження ефективного ККД установки загалом., до виникнення явища кавітації і руйнування лопаток турбіни. Для сучасних турбін допустиме значення ступеня сухоті пари (X) на виході з турбіни має бути не нижчим за $X = 0,86-0,88$.

Одним із способів зниження кінцевої вологості і збільшення ступеню сухоті водяної пари в ході її розширення на лопатках турбіни є застосування так званого вторинного перегрівання пари. Суть такого перегрівання полягає в тому, що після розширення пари на лопатках турбіни до деякого тиску p_2 пара відводиться з турбіни і направляється до додаткового пароперегрівника котла. В ньому температура пари підвищується до величини t_b , яка дещо нижча за температуру перегрітої пари на вході до турбіни t_2 . Після цього пара знову надходить у турбіну, де розширюється до тиску p_2 . Побудова процесу на $T-S$ діаграмі (рис. 38) показує, що кінцева ступінь сухоті пари при цьому збільшується ($X_2 > X_1$), а вологість її зменшується.

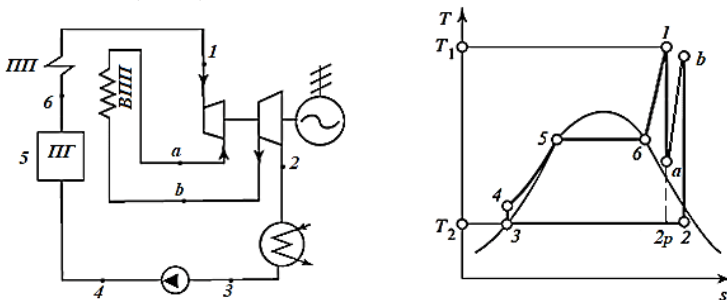


Рис. 38. Схема і цикл з проміжним перегріванням пари.

Схема установки з проміжним перегріванням пари представлена на рис. 33 (вторинний пароперегрівач позначений як ВПП). У разі застосування проміжного перегрівання турбіна виконується у вигляді двоступеневого агрегату і складається по суті з двох окремих турбін – високого і низького тиску.

Схема установки з проміжним перегріванням пари представлена на рис. 33 (вторинний пароперегрівач позначений як ВПП). У разі застосування проміжного перегрівання турбіна виконується у вигляді двоступеневого агрегату і складається по суті з двох окремих турбін – високого і низького тиску.

При цьому обидві турбіни можуть бути розміщені на одному валу, який з'єднується з електрогенератором.

Використання вторинного перегрівання дає можливість збільшити термічний ККД циклу.

Цикл з проміжним перегріванням можна представити як такий, що складається з двох окремих циклів – звичайного циклу Ренкіна (основного) $4-5-6-1-2_p-3-5$ і додаткового циклу $2-2_p-a-b-2$ (тут $a-b$ це ізобара $p_a = \text{const}$).

В циклі з проміжним перегріванням на рис. 33 ізобарний процес підведення теплоти до води і пари в ході первинного перегрівання представлено у вигляді процесу $4-1$, а вторинне перегрівання під тиском $p_a = \text{const}$ зображено у вигляді ізобарного процесу $a - b$. Механічну роботу отримують на лопатках турбіни в ході адіабатних процесів $1-a$ та $b-2$.

Термічний ККД циклу (якщо знехтувати роботою, використаною для приведення до дії насоса для подачі конденсату до котла можна знайти як

$$\eta_t = \frac{l_o}{q_1} = \frac{(i_1 - i_o) + (i_b - i_2)}{(i_1 - i_a) + (i_b - i_a)}, \text{ част.од.} \quad (152)$$

А величина питомих витрат пари для циклу з проміжним перегріванням пари визначиться згідно такої залежності

$$d = \frac{1000}{(i_1 - i_a) + (i_b - i_2)}, \text{ кг / МДж.} \quad (153)$$

11. КОНТРОЛЬНІ ЗАВДАННЯ. ТЕСТИ ДЛЯ КОНТРОЛЮ ЗНАТЬ

Робота складається з п'яти задач, які студент повинен розв'язати, оформити й подати в навчальний заклад для перевірки й захисту. Вибирати варіант завдання потрібно відповідно до цифр номера залікової книжки студента.

Задача №1

Заміряні за допомогою лічильника витрати природного газу становили $V_{\text{зам}}$ м³/год, надлишковий тиск газу в лічильнику — $P_{\text{зам}}$ ат, а температура $+t_{\text{зам}}$ °С.

Склад газу: CH_4 — % об., C_2H_6 — 5% об., C_3H_8 — 1% об., N_2 = 4% об., CO_2 — % об. Привести покази лічильника до стандартних умов ($t_{\text{cy}} = 20^\circ\text{C}$, $P_{\text{cy}} = 101325$ Па); визначити густину газу під тиском і температури в лічильнику, визначити масові витрати газу в кг/год. Як зміняться покази лічильника зі збільшенням температури газу на 5°С і зі зменшенням тиску на 0,3 ат? Визначити газову сталу для заданого складу газу й парціальний тиск кожного компонента газової суміші.

За трьома, чотирма точками побудувати графіки залежності приведених до стандартних умов об'ємних витрат газу від таких параметрів:

- температури газу у лічильнику $t_{\text{зам}}$;
- тиску газу в лічильнику $P_{\text{зам}}$

за умови незмінних заміряних витрат газу $V_{\text{зам}}$, вказаних у таблиці 11, згідно із завданням.

Визначити витрати сухого природного газу без врахування водяної пари, яка міститься в газі, якщо температура точки роси для газу за вказаного в таблиці тиску становить +15°С.

Задачу розв'язати, враховуючи коефіцієнт стисливості газу. Вихідні дані подано в таблиці 11.

Таблиця 11.

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
$V_{\text{зам}}$, м ³ /год	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000	6000
$P_{\text{зам}}$ ат	10,1	11,5	9,5	8,7	9,2	8,9	10,5	11,0	7,0	6,0
$t_{\text{зам}}$ °С	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Остання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
CH_4 , % об	87	88	87,5	89	88,5	86	86,5	85	85,5	84
CO_2 , % об	3	2	2,5	1	1,5	4	3,5	5	4,5	6

Задача №2

Для наведеного нижче газового циклу визначити, згідно із заданим варіантом, невідомі параметри стану основних точок для кожного процесу циклу.

Знайти величину роботи, зміну ентальпії, ентропії, кількості теплоти для кожного процесу циклу, результату роботу та ККД циклу загалом.

Визначити годинні витрати теплоти й палива для здійснення циклу. Побудувати цикл на міліметровому папері формату А4 у масштабі в координатах $P-V$ і $T-S$. Дати рекомендації з підвищення ККД циклу і зменшення витрат палива на його здійснення.

Витрати робочого тіла (повітря) прийняти у кг/год за номером залікової книжки. Теплоту згорання палива вважати $Q_{н,р} = 37000$ кДж/кг.

Побудувати кожен процес за двома–трьома точками. Варіант циклу обрати за порядковим номером студента в журналі групи.

Задача №3

За допомогою діаграм стану метану показати, яким чином можна у процесі $A = \text{const}$ перевести метан із рідкого стану під тиском P_1 ата та за температури T_1 К у стан сухої пари, а також у стан перегрітої пари за S_2 , ккал/кг К.

Визначити кінцеві параметри перегрітої пари в точці 2, кількість теплоти, роботу, зміну ентальпії, ентропії внутрішньої енергії для такого процесу.

Зобразити на $T-S$ -діаграмі процес адіабатного витікання метану в середовище з тиском P_3 , ата, встановити швидкість витікання й масові витрати метану для звужуваного сопла з діаметром d , мм. Аналогічно розрахувати процес витікання метану через сопло Лавалю.

Подати на $T-S$ -діаграмі побудову процесу дроселювання перегрітої пари метану зі стану точки 2 до тиску P_4 . Визначити величину диференціального й інтегрального дросель-ефекту. Подати копію $T-S$ -діаграми для метану з показаними процесами адіабатного витікання й ізоентальпного дроселювання.

Вихідні дані подано в таблиці 12. Обрати варіант за двома останніми цифрами номера залікової книжки.

Таблиця 12

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Процес $A = \text{const}$	$P = \text{const}$	$T = \text{const}$	$P = \text{const}$	$T = \text{const}$	$P = \text{const}$	$T = \text{const}$	$P = \text{const}$	$T = \text{const}$	$P = \text{const}$	$T = \text{const}$
Тиск P_1 , ата	32,5	23	19	37	27	16	25	32,5	14,0	11,0
Температура T_1 , К	180	170	165	185	175	160	172	180	155	150
Остання циф-ра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Ентропія S_2 , ккал/кг · К	1,1	1,2	1,15	1,05	1,15	1,2	1,15	1,1	1,25	1,3
Тиск P_3 , ата	10	8	4	20	15	6	6	8	6	6
Діаметр d , мм	150	160	170	180	190	200	210	220	230	240
Тиск після дроселя P_4 , ата	2,0	2,0	1,0	4,0	2,5	1,0	2,0	1,0	1,0	1,0

Задача №4

Для стискування газу з витратами m , кг/с, від тиску P_1 , МПа, до P_2 , МПа, використовують компресор. Початкова температура газу $t_1 = +10^\circ\text{C}$, стискування відбувається за термодинамічним процесом із показником політропи n .

Визначити температуру газу наприкінці стискування, роботу й потужність на привод компресора, кількість теплоти, яку необхідно відводити від стиснутого газу, щоб здійснити процес із заданим показником політропи, витрати природного газу з теплою згорання 38500 кДж/м³ у камері згорання двигуна компресора. ККД двигуна вважати рівним 40%.

Задачу розв'язати для одноступеневого та багатоступеневого стискування.

Визначити основні показники роботи компресора, якщо через погіршення роботи системи охолодження кількість теплоти, що відводиться від компресора, зменшиться на 25%. Надати рекомендації з підвищення ефективності роботи компресорів.

Вихідні дані подано в таблиці 13.

Таблиця 13

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Газ	повітря	O ₂	N ₂	CO ₂	CH ₄	C ₃ H ₈	N ₂	O ₂	CH ₄	C ₃ H ₈
Тиск P_1 , МПа	0,2	0,15	0,1	0,25	0,3	0,12	0,17	0,22	0,27	0,32
Остання цифра номера залікової книжки	3	2	1	4	5	6	7	8	9	0
Тиск P_2 , МПа	4,0	3,2	2,6	4,5	5,2	3,0	3,6	5,0	5,8	6,0
Показник політропи, n	1,2	1,1	1,0	1,3	1,4	1,15	1,25	1,35	1,45	1,5
Маса газу m , кг/с	22	21	20	23	24	25	26	27	28	29

Задача №5

Визначити кількість теплоти, необхідної для ізобарного нагрівання m , т/год, суміші нафти й води від температури t_1 , °C, до температури t_2 ; 40%, маси нагрівної нафти становить вода. Густина нафти 850 кг/м³, густина води 1000 кг/м³, теплоємність нафти $C_n = 1,6$ кДж/кг·гр., теплоємність води $C_v = 1$ ккал/кг·гр. Розв'язуючи задачу, врахувати, що у ході нагрівання частина нафти, масовий відсоток якої становить $P\%$ мас., перетвориться в пароподібну фазу. Масова частка води, яка випаровується під

час нагрівання суміші становить 10% мас. Величину прихованої теплоти пароутворення нафти вважати $r = 321$ кДж/кг, води — 2436 кДж/кг.

Визначити, які заходи дадуть змогу зменшити пароутворення компонентів суміші.

Визначити витрати природного газу для нагрівання суміші нафти й води за умови, що ККД підігрівача становить 45%. Теплоту згорання природного газу приймати за 8800 ккал/м³.

Вихідні дані прийняти згідно з даними в таблиці 14.

Таблиця 14

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Маса суміші m , т/год	50	60	70	55	65	75	52	62	72	80
Початкова температура t_1 , °C	10	11	12	9	8	7	13	12	10	11
Остання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Кінцева температура t_2 , °C	83	85	84	82	81	80	79	83	84	85
Частка парової фази P , % мас.	5,0	5,5	6,0	4,5	4,0	3,5	3,0	7,0	7,5	8,0

Задача №6

Початковий стан повітря характеризується такими параметрами: тиск $P_1 = 745$ мм рт. ст., температура t_1 , °C, відносна вологість ϕ_1 , %.

Під постійним тиском повітря нагрівається в калорифері до температури t_2 , °C, а потім адіабатно охолоджується до температури t_3 , °C.

Визначити:

- температуру точки роси й температуру мокрого термометра для початкового стану повітря;
- кількість теплоти для нагрівання 1 кг і M_n , кг/год, повітря у калорифері;
- витрати сухої насиченої водяної пари з тиском 0,3 МПа, яку необхідно подати в калорифер для нагрівання повітря;
- кількість вологи, яка виділяється при охолодженні 1 кг і M_n , кг/год, повітря;
- кількість теплоти, яку потрібно відвести від 1 кг і M_n , кг/год, повітря під час його охолодження.

Надати пропозиції щодо повернення стану повітря після охолоджувача (точка 3) у початковий стан (точка 1).

Як зміняться витрати сухої насиченої водяної пари для нагрівання повітря в калорифері, якщо тиск водяної пари збільшити до 1,0 МПа?

Задачу розв'язати за допомогою i - d -діаграми стану повітря (додаток 5). Вихідні дані прийняти за таблицею 15.

Таблиця 16

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Температура до калорифера $t_1, ^\circ\text{C}$	+5	+6	+7	+9	+10	+8	+11	+12	+4	+3
Відносна вологість $\phi_1, \%$	90	80	70	60	50	95	85	75	40	50
Остання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Температура після калорифера $t_2, ^\circ\text{C}$	+31	+40	+44	+39	+36	+35	+40	+25	+36	+30
Температура після охолоджувача $t_3, ^\circ\text{C}$	+8	+14	+10	+11	+12	+13	+16	+11	+12	+10
Витрати повітря M_n , тис кг/год	5,0	4,0	6,0	5,5	4,5	6,5	7,0	7,5	8,0	10,0

Задача №7

Цикл ТЕЦ здійснюється з одним відбором пари з турбіни під тиском P_5 , МПа (абсолютний тиск). Пара відбору використовується для регенеративного нагрівання живильної води парового котла в підігрівачах до температури $t_7, ^\circ\text{C}$. Пара розширюється у турбіні до тиску в теплофікаційному теплообміннику P_2 , МПа (надлишковий тиск).

Параметри перегрітої пари перед турбіною: P_1 , МПа, $t_1, ^\circ\text{C}$. Масова частка пари, що відбирається з турбіни, становить g_1 , част. од.

Визначити коефіцієнт використання теплоти для вказаної схеми роботи ТЕЦ, при тому витрати пари й теплоти.

Побудову процесів циклу представлено в координатах i - S і T - S на рисунку 27, принципову схему ТЕЦ — на рисунку 26. Розрахунки проілюструвати побудовою процесів на міліметровому папері формату А4 у координатах i - S . Задачу розв'язати за допомогою i - S -діаграм водяної пари (додаток 6).

Надати рекомендації щодо підвищення ефективності роботи ТЕЦ і збільшення коефіцієнта використання теплоти.

Вихідні дані для розв'язання задачі прийняті згідно з таблицею 16.

Таблиця 16

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Температура після регенеративного підігрівача t_{7r} , °C	212	191	207	204	201	198	195	191	221	219
Тиск перегрітої пари до турбіни P_{1r} , Мпа	6,0	10,0	12,0	9,0	8,0	7,0	7,5	6,5	8,5	9,5
Температура перегрітої пари t_{1r} , °C	650	600	550	500	450	400	350	370	420	470
Остання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Частка пари відбору g_{1r} част. од.	0,1	0,11	0,12	0,13	0,14	0,15	0,16	0,17	0,18	0,19
Тиск пари в теплофікаційному теплообміннику P_{2r} , Мпа	0,25	0,3	0,35	0,4	0,27	0,32	0,37	0,45	0,42	0,47

Задача №8

Когенераційна установка для комбінованого виробництва електроенергії та теплоти містить тепловий дизельний двигун, що працює за ідеальним циклом Дізеля потужністю N , кВт, електрогенератор й теплофікаційний теплообмінник, до якого надходять відпрацьовані продукти згорання після двигуна, нагріваючи воду для потреб опалення.

Температура нагрітої води після теплообмінника в системі опалення: t_r , °C, зворотної води після системи опалення перед теплообмінником t_o , °C.

Паливо для двигуна має теплоту згорання 37000 кДж/кг. Цикл Дізеля у P - V і T - S -координатах показано на рисунку 16.

Відомо такі параметри циклу: абсолютний тиск — P_1 , МПа, P_2 , МПа, температура — t_1 , °C, t_3 , °C.

Визначити:

- невідомі параметри стану з характерних точок циклу Дізеля — P_3 , P_4 , t_2 , t_4 , v_1 , v_2 , v_3 , v_4 ;

- термічний ККД циклу без урахування теплоти, одержаної в теплофікаційному теплообміннику;

- питому кількість підведеної та відведеної теплоти q_1 та Q_2 ;

- витрати палива для одержання заданої в задачі потужності двигуна;

- коефіцієнт використання теплоти за умови роботи двигуна у складі когенераційної установки й виробництва теплоти в теплофікаційному теплообміннику.

Ізобарну середню теплоємність продуктів згорання вважати такою, що не залежить від температури й дорівнює $C_{\text{мп}} = 1,35$ кДж/кг·гр. Маса 1 кмоль продуктів згорання прийняти рівною 32 кг/1 кмоль, коефіцієнт адіабати $k = 1,4$.

Вихідні дані для розв'язання задачі прийняти згідно з таблицею 17.

Таблиця 17

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Потужність двигуна N , кВт	100	120	140	150	160	170	180	190	200	210
Температура гарячої води $t_{2'}$, °C	80	82	84	86	88	81	83	85	87	89
Температура зворотної води $t_{0'}$, °C	60	62	64	66	68	61	63	65	67	69
Остання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Тиск P_1 , МПа	0,11		0,12		0,13		0,11		0,12	
Тиск P_2 , МПа	1,4	1,45	1,5	1,55	1,6	1,65	1,7	1,75	1,8	1,85
Температура t_1 , °C	60	62	64	66	68	70	71	72	63	65
Температура t_3 , °C	800	820	840	810	830	850	860	870	825	845

Задача №9

Для компресорної установки фреонової холодильної машини холодопродуктивністю $Q_{2'}$, кВт, визначити:

- холодильний коефіцієнт;
- питому холодопродуктивність q_2 ;
- зовнішню роботу, що витрачається на 1 кг холодоагенту, і необхідну теоретичну й дійсну потужність компресора установки;
- годинні й секундні витрати холодоагенту;
- показник сухості фреону перед випаровувачем;
- кількість теплоти, що виділяється від 1 кг холодоагенту в конденсаторі.

Розраховуючи абсолютний тиск у випаровувачі, прийняти, що P_2 , МПа, в конденсаторі переохолодження конденсату відсутній, у випаровувачі холодоагент перетворюється в суху насичену пару, тиск у конденсаторі P_1 , МПа.

Задачу розв'язати за допомогою діаграми $\lg P$ -і для R-22 (додаток 4). Вихідні дані прийнято згідно з таблицею 18 за передостанньою й останньою цифрами номера залікової книжки. Подати побудову циклу холодильної машини у координатах $\lg P$ -і.

Таблиця 18

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Холодопродуктивність Q_2 , кВт	50	60	70	80	90	55	65	75	85	95
Тиск у випаровувачі, P_2 , Мпа	0,12	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,5	0,4	0,3
Остання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Тиск у конденсаторі P_1 , Мпа	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0	1,8

Задача №10

У резервуарі, заповненому газом, підтримується початковий тиск P_1 , МПа, і температура t_1 , °С.

Визначити швидкість витікання, об'ємні й масові витрати газу через отвір площею F , мм², у резервуарі за значень тиску в зовнішньому середовищі $P_2 = 9$, $P_2 = 7$, $P_2 = 5$, $P_2 = 3$ ата і за $P_2 = P_{кр}$.

На основі розрахунків побудувати графіки зміни швидкості витікання, об'ємних та масових витрат залежно від тиску в зовнішньому середовищі. Коефіцієнт ϕ вважати рівним 0,7. Вихідні дані прийняти за таблицю 19.

Таблиця 19

Передостання цифра номера залікової книжки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Газ	повітря	CH ₄	C ₃ H ₈	O ₂	N ₂	CO ₂	CH ₄	C ₃ H ₈	O ₂	CO ₂
Тиск P_1 , ата	9,7	9,5	9,4	9,3	9,6	9,65	9,55	9,45	9,35	9,25
Остання цифра номера залікової книжки	5	1	2	3	4	6	7	8	9	0
Температура t_1 , °С	14	10	11	12	13	15	16	17	18	19
Площа перетину отвору F , мм ²	90	100	50	70	80	110	140	160	180	200

Література

1. Tables of Thermodynamic Properties of Water and Steam. Mikhail P. Vykalo-vich, Ivan I. Novikov. Tables of Thermodynamic Properties of Water and Steam. Oxford: Pergamon Press, 1962. — 397 p.
2. John H. S. Lee, K. Ramamurthi. Fundamentals of Thermodynamics. — CRC Press, 2022.
3. Куделя П. П., Соломаха А. С., Притула Н. О. Технічна термодинаміка. Ідеальні гази і газові процеси. КПІ ім. І. Сікорського, 2025. 156 с.
4. Буляндра О.Ф. Збірник задач з технічної термодинаміки: навч. посібник. — Київ: НУХТ, 2015. — 394 с.
5. Біляєва В. В., Губін О. І. Технічна термодинаміка. Частина І: навчальний посібник. — Дніпро: Ліра, 2025. — 157 с.
6. Основи технічної термодинаміки [Електронний ресурс] : навч. посібник / А. Я. Шаршанов, І. Б. Рябова, І. М. Рищенко, О. В. Круглякова, К. О. Горбунов ; Нац. техн. ун-т "Харків. політехн. ін-т". — Електрон. текст. дані. — Харків : Видавець: О. А. Мірошніченко, 2025. — 224 с.
7. Engineering Thermodynamics. — 2025. — Self-published. — ISBN 978-6710067.
8. Аткинз П. Чотири закони, що рухають Всесвіт. — Харків: Фабула, 2020. — 176 с.
9. Фейнман Р. Та ви жартуєте, містере Фейнман! Пригоди допитливо-го дивака. — Київ.: Наш Формат, 2023. — 400 с.
10. Yumin Zhang. Essential Engineering Thermodynamics: A Student's Guide. — Cham: Springer, 2022.

Додаток 1

Середня теплоємність газів від 0°C до 1500°C

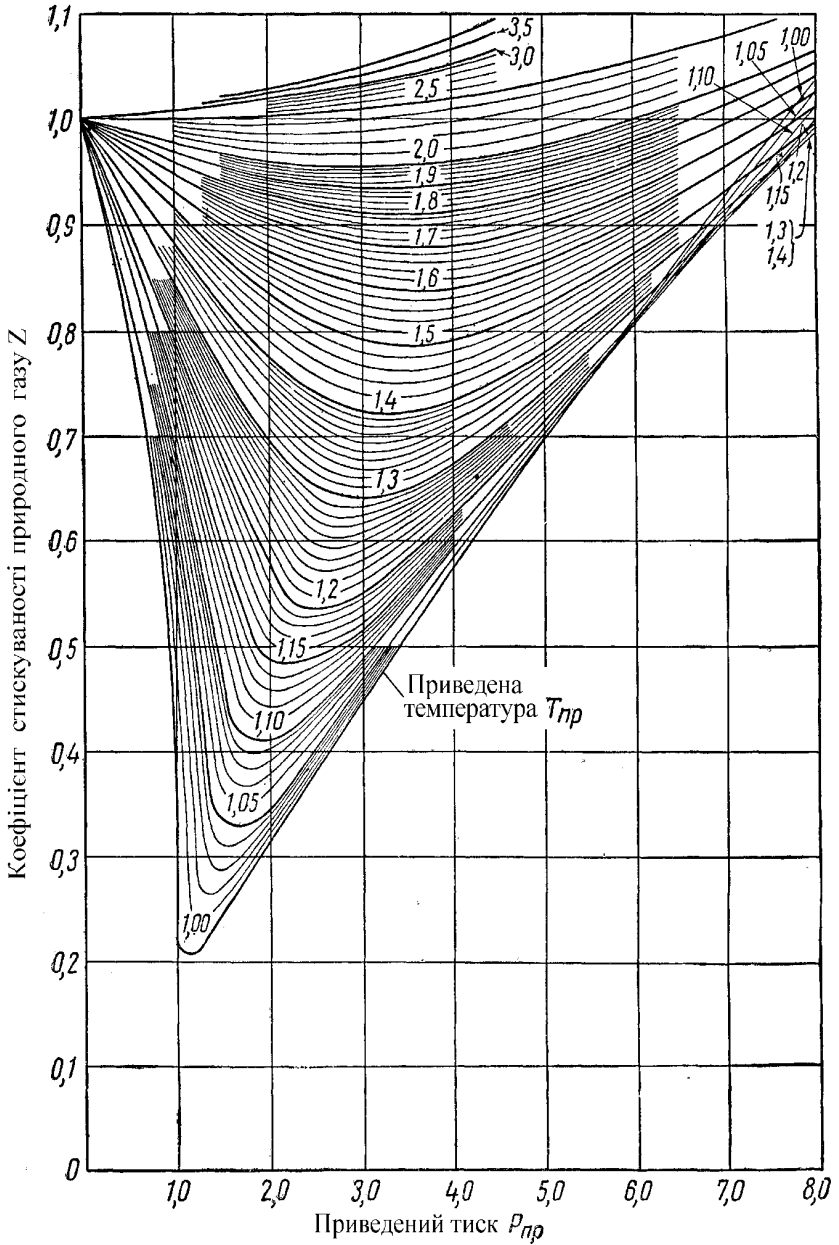
Газ	Масова теплоємність, кДж/кг град	Об'ємна теплоємність, кДж/м ³ град
Повітря	$C_v = 0,7088 + 0,000093 \times t$	$C'_v = 0,9157 + 0,000121 \times t$
	$C_p = 0,9956 + 0,000093 \times t$	$C'_p = 1,287 + 0,000121 \times t$
N ₂	$C_v = 0,7304 + 0,000089 \times t$	$C'_v = 0,9131 + 0,000111 \times t$
	$C_p = 1,032 + 0,000089 \times t$	$C'_p = 1,306 + 0,000111 \times t$
O ₂	$C_v = 0,6594 + 0,000106 \times t$	$C'_v = 0,943 + 0,000158 \times t$
	$C_p = 0,919 + 0,000106 \times t$	$C'_p = 1,313 + 0,000158 \times t$
H ₂ O	$C_v = 1,372 + 0,000311 \times t$	$C'_v = 1,102 + 0,000249 \times t$
	$C_p = 1,833 + 0,000311 \times t$	$C'_p = 1,473 + 0,000249 \times t$
CO ₂	$C_v = 0,6837 + 0,000241 \times t$	$C'_v = 1,342 + 0,000472 \times t$
	$C_p = 0,8725 + 0,000241 \times t$	$C'_p = 1,713 + 0,000472 \times t$

Властивості сухої насиченої пари та води на лінії насичення

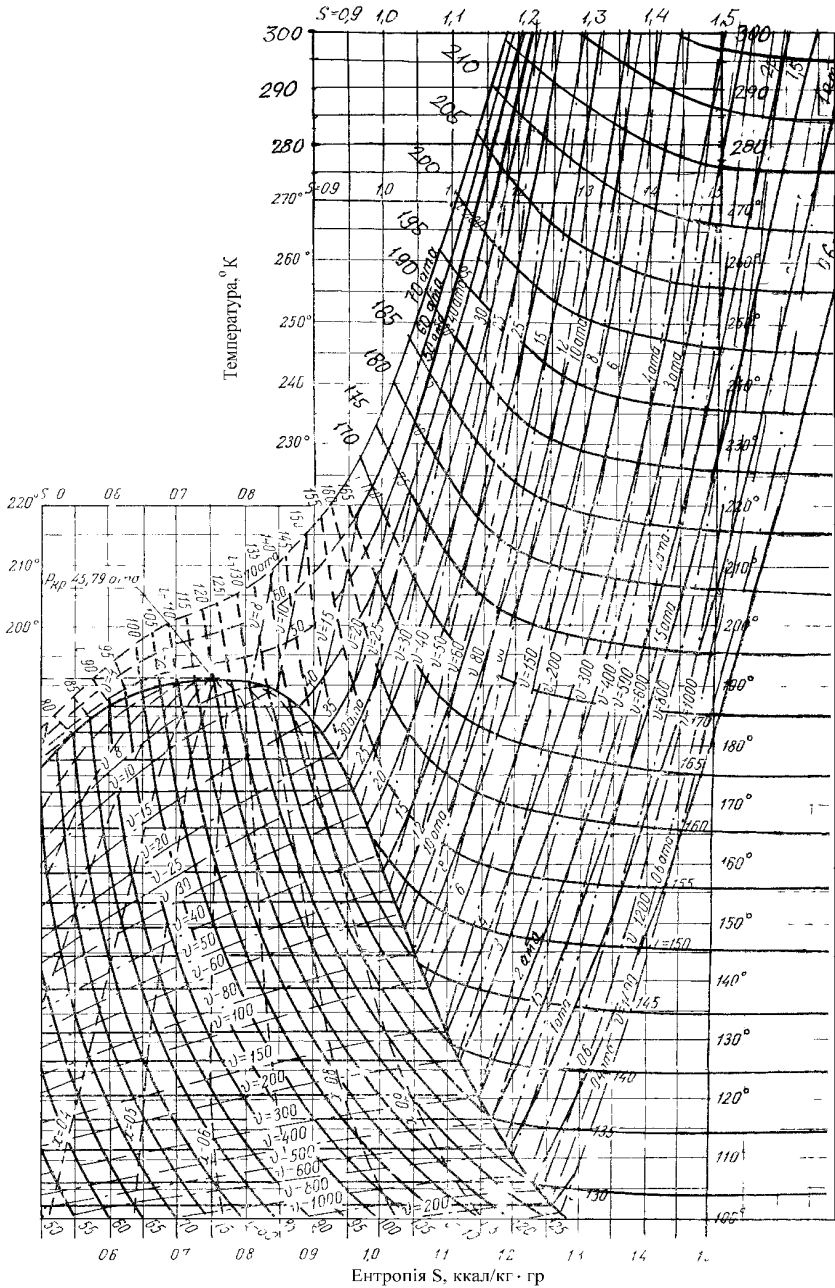
P, бар	t _н , град	v', м ³ /кг	v'', м ³ /кг	ρ, кг/м ³	i', кДж/кг	i'', кДж/кг	г, кДж/кг	S', кДж/кг град	S'', кДж/кг град
0,03	24,0	0,001002	45,77	0,0218	100,9	2545,3	2044,4	0,355	8,578
0,04	29,9	0,001004	34,93	0,0286	121,3	2553,7	2432,3	0,422	8,474
0,05	32,8	0,001005	28,24	0,0354	137,7	2560,9	2423,1	0,476	8,394
0,06	36,1	0,001006	23,77	0,0421	151,4	2567,1	2415,6	0,521	8,329
1,0	99,6	0,001043	1,696	0,5896	417,4	2674,9	2257,9	1,321	7,358
2,0	120,2	0,001061	0,886	1,1290	504,7	2706,8	2202,0	1,531	7,128
3,0	133,5	0,001073	0,606	1,6520	561,7	2725,5	2163,8	1,672	6,992
4,0	143,6	0,001084	0,462	2,1630	604,3	2738,7	2134,1	1,777	6,897
5,0	151,8	0,001093	0,375	2,6670	640,1	2748,9	2108,7	1,861	6,822
8,0	170,4	0,001114	0,243	4,1610	720,9	2769,0	2048,1	2,046	6,663
10,0	179,8	0,001127	0,195	5,1430	762,4	2777,8	2015,3	2,138	6,587
20,0	212,3	0,001177	0,099	10,040	908,6	2799,2	1890,7	2,447	6,341
30,0	233,8	0,001216	0,066	15,010	1009,4	2803,1	1794,7	2,645	6,186
40,0	250,3	0,001243	0,049	20,090	1087,5	2800,6	1713,2	2,796	6,069
60,0	275,5	0,001318	0,032	30,840	1213,9	2784,4	1570,5	3,028	5,889
80,0	294,9	0,001383	0,023	42,520	1317,3	2758,6	1441,2	3,208	5,744
100,0	310,9	0,001452	0,018	55,470	1407,9	2724,8	1316,9	3,360	5,615
120,0	324,6	0,001527	0,0143	70,150	1491,1	2684,6	1193,5	3,496	5,493
140,0	330,6	0,001611	0,0115	87,040	1570,8	2637,9	1067,0	3,623	5,373
180,0	356,9	0,001839	0,0075	133,20	1649,6	2510,0	778,4	3,870	5,195

Додаток 2

Коефіцієнт стискуваності природного газу Z

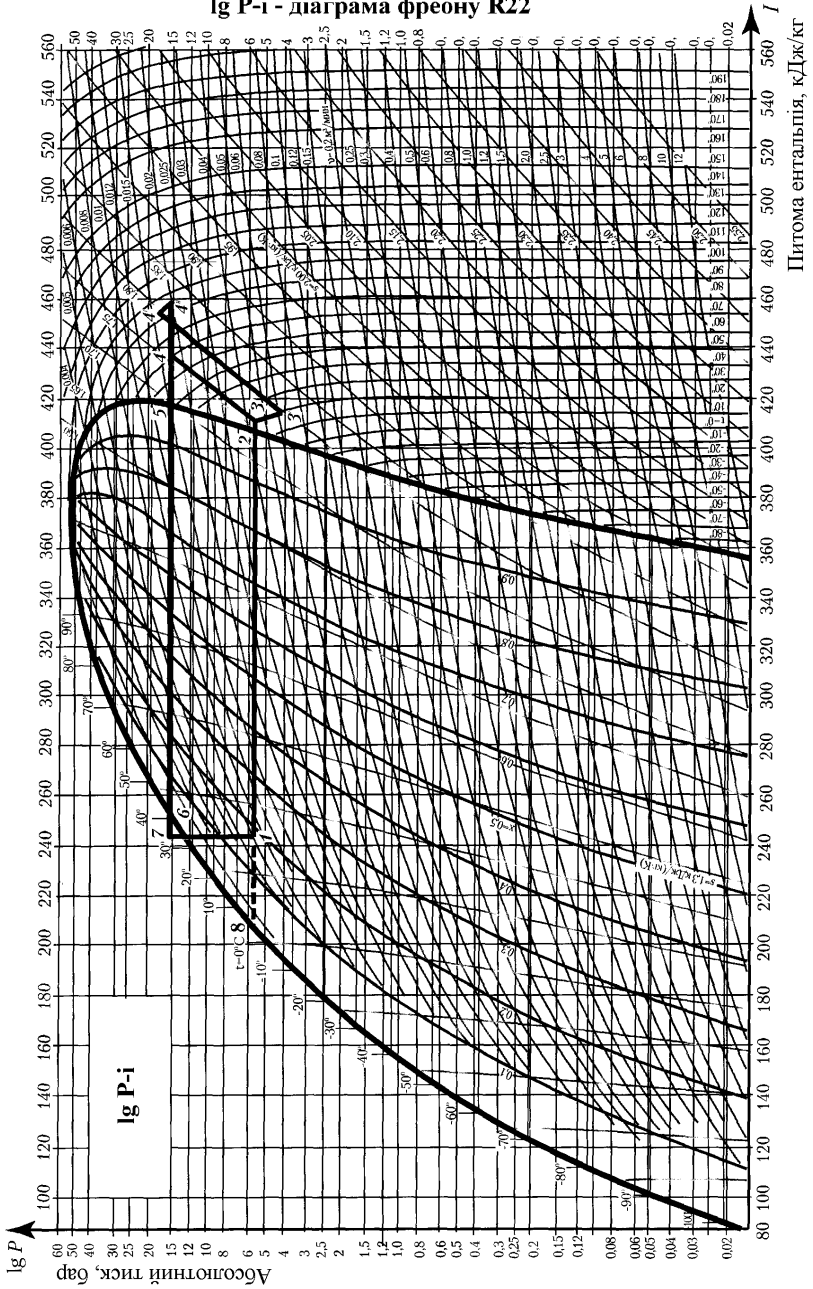


Додаток 3



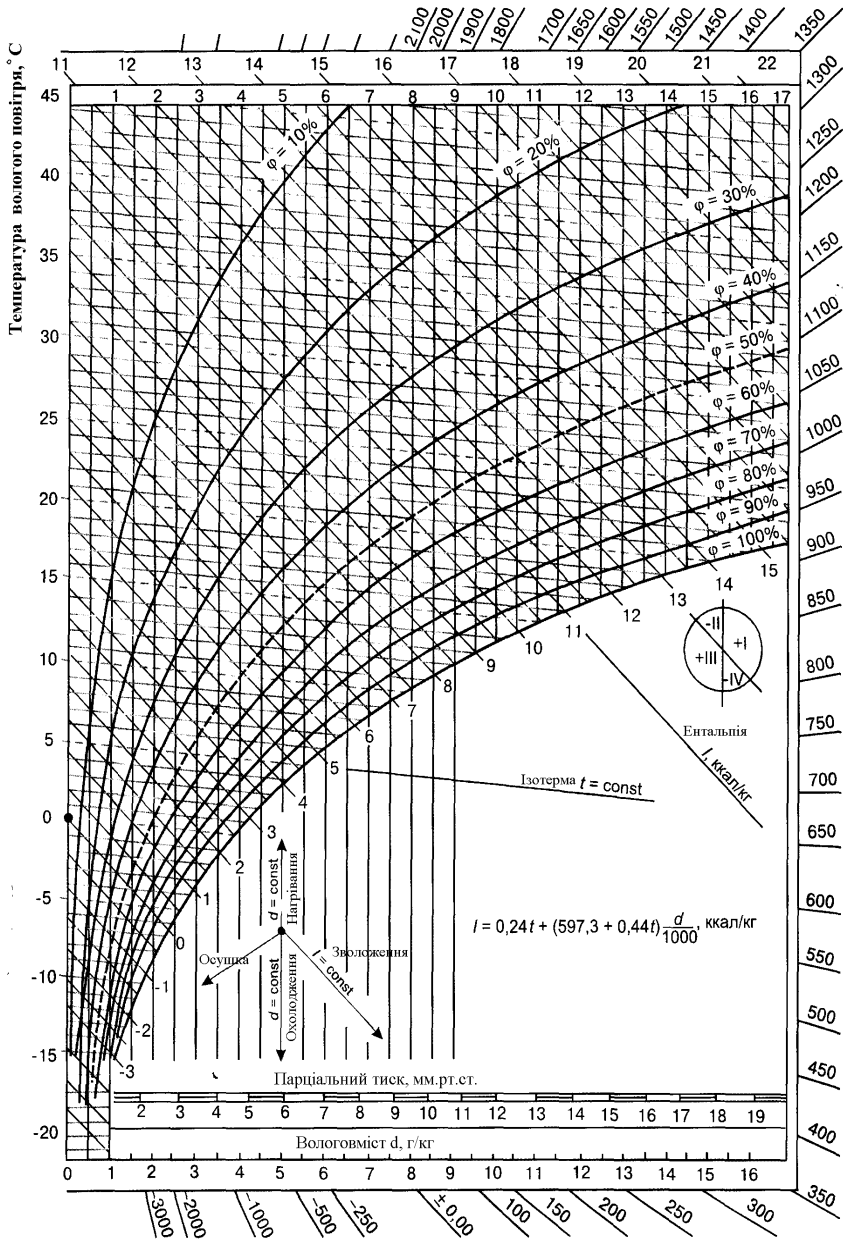
Додаток 4

lg P-i - діаграма фреону R22



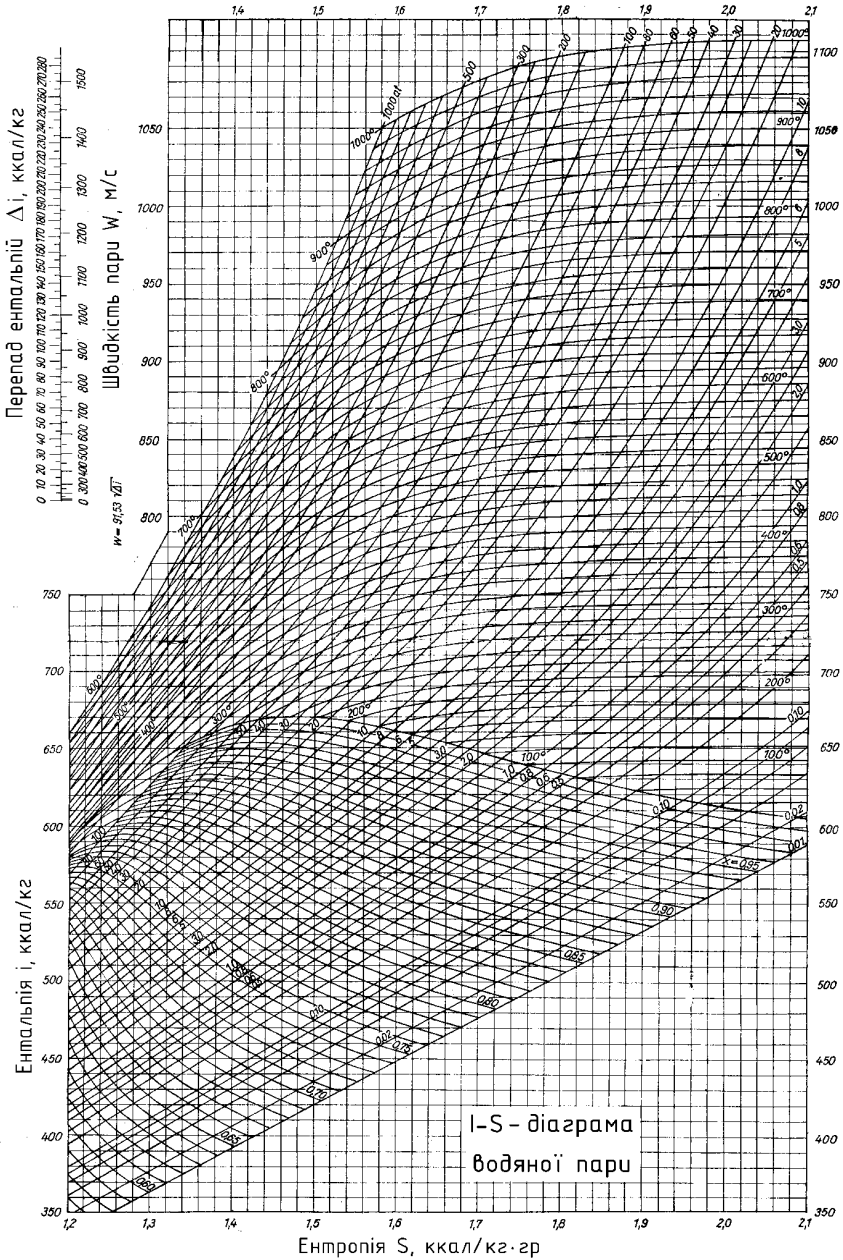
Додаток 5

I-d – діаграма вологого повітря при тиску 745 мм.рт.ст.



Додаток 6

I-S діаграма водяної пари



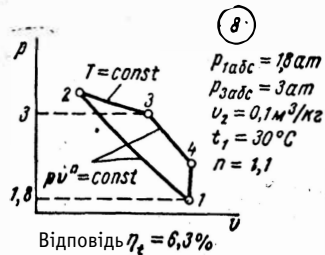
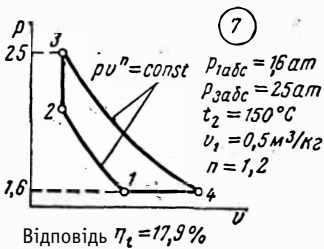
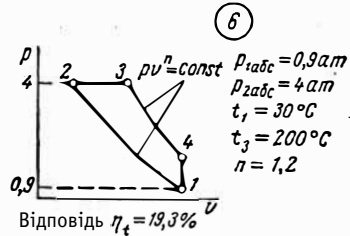
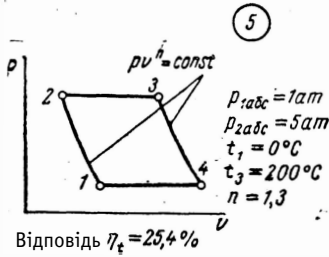
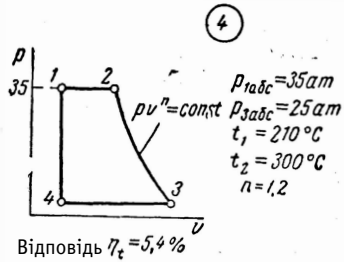
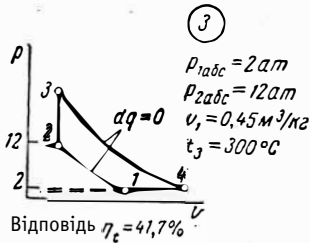
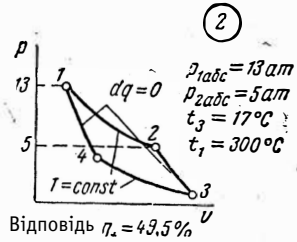
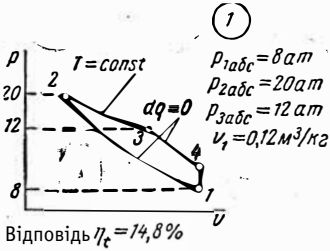
Додаток 7

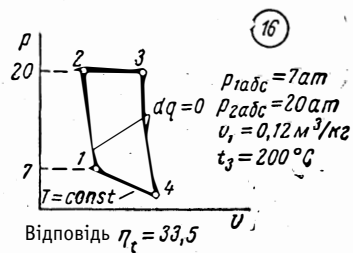
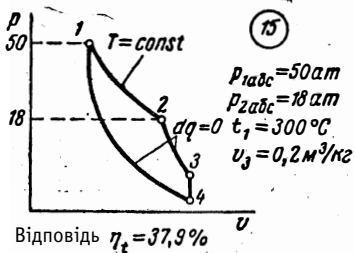
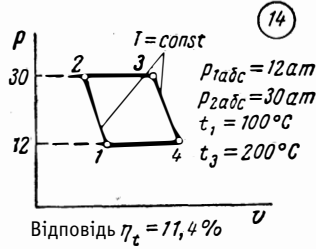
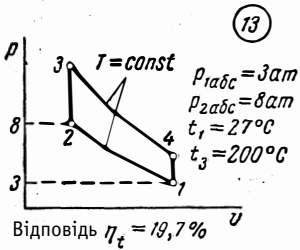
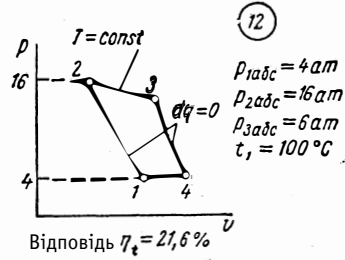
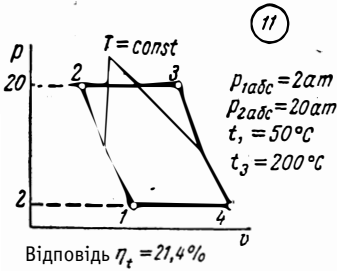
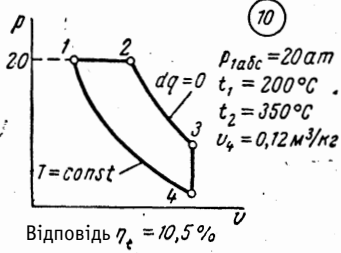
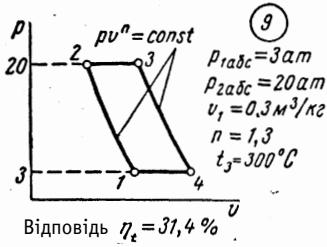
Абсолютна вологість природного газу a , г/м³, залежно від температури точки роси

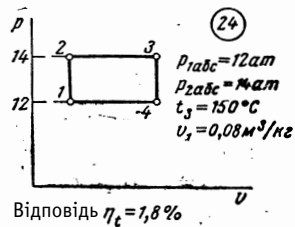
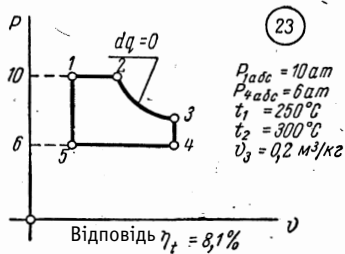
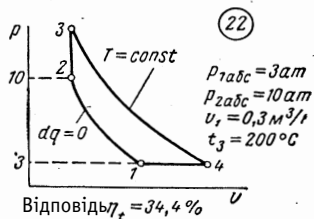
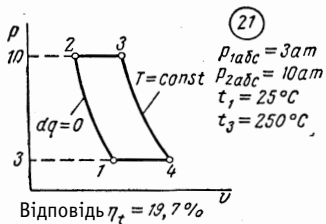
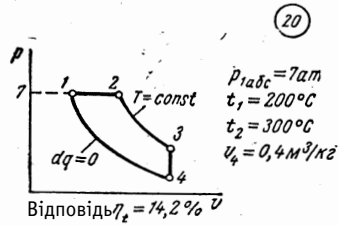
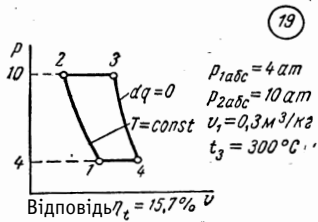
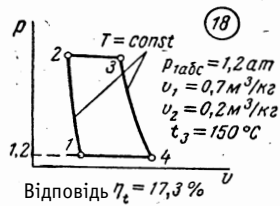
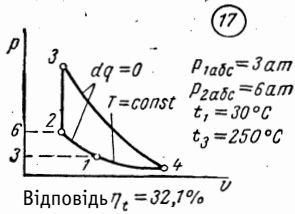
Абсолютна вологість, г/м ³	Температура точки роси по воді в °С при надлишковому тиску P , ат				
	5,0	6,0	8,0	10,0	15,0
1,12	4,5	6,6	10,1	13,0	18,5
1,22	6,7	7,9	11,4	14,3	19,9
1,33	7,0	9,1	12,7	15,6	21,3
1,44	8,2	10,4	14,0	17,0	22,7
1,57	9,4	11,6	15,3	18,3	24,1
1,70	10,6	12,8	16,6	19,6	25,5
1,85	11,8	14,1	17,9	21,0	27,0
2,06	13,1	15,4	19,2	22,3	28,4

Додаток 8

Варіанти газових циклів







Навчальний посібник

Анатолій Григорович Колієнко

ТЕРМОДИНАМІКА

Комп'ютерна верстка Турченко В.С.
Редагування і коректора
Оксана Левченко, Євгенія Кисельова, Віталій Турченко

Підписано до друку 10 .03.2026 р.
Формат 60

Умовн. друк. арк. 8. Гарнітура
Наклад прим.
2-ге вид., перероб. і доп.
Надруковано в

УДК 536.7(07)

ББК 31.31

К60

ISBN 966-7152-47-2

©А.Г. Коленко

©НТУ «Полтавська політехніка»