

Міністерство освіти і науки України
Дніпровський державний технічний університет

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
З ДИСЦИПЛІНИ «ТЕПЛОТЕХНІКА»
для здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського) рівня
спеціальності 136 Металургія

Затверджено редакційно-видавничою
секцією науково-методичної ради ДДТУ
_____ 2016р., протокол № _____

Кам'янське
2016

Розповсюдження і тиражування без офіційного дозволу Дніпровського державного технічного університету заборонено.

Конспект лекцій по дисципліні «Теплотехніка» для здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського) рівня спеціальності 136 Металургія / Укл. Горбунов О.Д., – Кам'янське: ДДТУ, 2016. – 90с.

Укладач: О.Д.Горбунов, доктор технічних наук

Рецензент: І.С. Долгополов, кандидат технічних наук

Відповідальний за випуск:
зав. кафедрою Теплоенергетики,
докт. техн. наук Горбунов О.Д.

Затверджено на засіданні кафедри Теплоенергетики
протокол №__ від _____ 2016р.

Конспект лекцій призначений для студентів 2-ого курсу денної та заочної форми навчання бакалаврів за спеціальністю 136 Металургія.

У конспекті розглядаються всі розділи, які вивчаються на протязі семестру і які цілком відповідають робочій програмі по курсу «Теплотехніка».

Конспект лекцій містить ілюстраційний матеріал, який допомагає більш досконало ознайомитися з основними поняттями надійності роботи теплоенергетичного устаткування.

ЗМІСТ

ГЛАВА 1. ЗАГАЛЬНІ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕХНІЧНОЇ ТЕРМОДИНАМІКИ ...	5
1.1. Вступ	
1.2. Розділи термодинаміки	
1.3. Робоча речовина (робоче тіло)	
1.4. Параметри стану робочої речовини	
ГЛАВА 2. ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ ПОВЕДІНКИ РОБОЧОЇ РЕЧОВИНИ У ТЕРМОДИНАМІЧНІЙ СИСТЕМІ	12
2.1. Модель ідеального газу	
2.2. Рівняння стану робочої речовини	
ГЛАВА 3. ТЕРМОДИНАМІЧНА СИСТЕМА ТА ПРОЦЕС	17
3.1. Термодинамічна система	
3.2. Термодинамічний процес	
3.3. Термодинамічна рівновага системи тіл	
3.4. Оборотні та необоротні термодинамічні процеси	
ГЛАВА 4. СУМІШІ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ	23
4.1. Загальні положення	
4.2. Властивості газових сумішей	
4.3. Газова стала суміші газів	
4.4. Середня молярна маса суміші газів	
ГЛАВА 5. ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ РОБОТА ТЕРМОДИНАМІЧНОГО ПРОЦЕСУ	28
5.1. Закон збереження енергії	
5.2. Внутрішня енергія робочої речовини	
5.3. Робота термодинамічного процесу	
ГЛАВА 6. ТЕПЛОЄМКІСТЬ	34
6.1. Основні визначення теплоємкості	
6.2. Питома теплоємкість	
6.3. Теплоємкість c_v та c_p	
6.4. Істинна та середня теплоємкості	

6.5.Теплоємкість суміші ідеальних газів

ГЛАВА 7. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ 41

7.1.Перший закон термодинаміки для нерухомого робочого тіла

7.2.Перший закон термодинаміки для потоку

7.3.Ентальпія

7.4.Ентропія

7.5. $T-s$ – діаграма

ГЛАВА 8. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ51

8.1.Загальний метод дослідження термодинамічних процесів

8.2.Ізохорний процес

8.3.Ізобарний процес

8.4.Ізотермічний процес

8.5.Адiabатний процес

8.6.Політропний процес

ГЛАВА 9. ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ67

9.1.Взаємоперетворення теплоти і роботи

9.2.Кругові термодинамічні процеси (цикли)

9.3.Термічний коефіцієнт корисної дії

9.4.Холодильний коефіцієнт циклів

9.5.Прямий оборотний цикл Карно

9.6.Зворотний оборотний цикл Карно

9.7.Узагальнений цикл Карно

ГЛАВА 10. ВОДЯНА ПАРА 80

10.1.Загальні визначення водяної пари

10.2.Насичена пара

10.3.Параметри води та сухої насиченої пари

10.4.Параметри вологої насиченої водяної пари

10.5.Параметри перегрітої водяної пари

10.6.Ентропія води та водяної пари

ЛІТЕРАТУРА 90

ГЛАВА 1. ЗАГАЛЬНІ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕХНІЧНОЇ ТЕРМОДИНАМІКИ.

Зміст.

1.1 Вступ.

1.2 Розділи термодинаміки.

1.3 Робоча речовина.

1.4 Параметри стану робочої речовини.

1.1. Вступ.

Термодинаміка являє собою науку про перетворення енергії. Термодинаміка дозволяє визначити напрямок, у якому можуть протікати різні фізичні та хімічні процеси в тих чи інших системах.

В основу термодинаміки покладено два основних закона (начала). Перший закон термодинаміки характеризує кількісну сторону процесів перетворення енергії. Другий закон встановлює якісну сторону (направленість) процесів, що мають місце у фізичних системах.

1.2. Розділи термодинаміки.

Термодинаміка у наш час може бути підрозділена на три частини:

- 1 –загальна термодинаміка, або фізична термодинаміка, яка вивчає процеси перетворення енергії у твердих, рідких та газоподібних об'єктах, а також випромінювальні, магнітні та електричні явища;
- 2 –хімічна термодинаміка вивчає хімічні, теплові та фізико –хімічні процеси;
- 3 –технічна термодинаміка розглядає питання взаємного перетворення теплоти в роботу; встановлює залежність між тепловими, механічними та хімічними процесами, які відбуваються в теплових або холодильних машинах та теплосилових установках.

1.3. Робоча речовина (робоче тіло).

В теплових двигунах перетворення теплоти в роботу здійснюється за допомогою робочої речовини (робочого тіла).

Приклади:

- 1 –у двигунах внутрішнього згоряння (поршньових, газотурбінних та ін.) робочою речовиною являється газ (продукти згоряння палива);
- 2 –у парових двигунах, а також у паросилових установках робочою речовиною являється пара, яка переходить із пароподібного стану в рідину і навпаки.

1.4. Параметри стану робочої речовини.

Для визначення конкретних фізичних умов, при яких знаходиться робоча речовина, приймаються характеристики її стану – параметри . Що таке параметр? Це фізична величина , яка характеризує стан робочої речовини у конкретній ситуації і не залежить від шляху, яким вона прийшла до цього стану.

В технічній термодинаміці за основу прийнято три основні параметри: питомий об'єм, тиск, температура.

Ці параметри вважаються основними, але використовуються також інші параметри: ентальпія, внутрішня енергія, ентропія, про що мова буде іти пізніше.

1.4.1 Питомий об'єм -об'єм одиниці маси робочої речовини

$$v = \frac{V}{m}, \frac{\text{м}^3}{\text{кг}},$$

де V –об'єм даної робочої речовини, м^3 ; m –її маса , кг .

Поняття питомий об'єм тісно зв'язано з поняттям густина.

Густина –маса одиниці об'єму

$$\rho = \frac{m}{V}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \quad v = \frac{1}{\rho}; \quad v\rho = 1.$$

1.4.2 .Тиск.

З точки зору молекулярно –кінетичної теорії тиск являє собою усереднений результат ударів молекул газу, які знаходяться в стані безперервного руху, між собою та об стінки посудини, де знаходиться газ.

В даному випадку в якості робочої речовини розглядається газоподібна речовина.

Одиниця (основна) виміру тиску Ньютон (Н)

В технічній термодинаміці прийнято за одиницю питомий тиск

$$p = \frac{F_n}{A}, \frac{H}{m^2} = Pa,$$

де F_n –нормальна складова сили, H ; A –площа поверхні, нормальної до діючої сили, m^2 .

З поняттям тиск зв'язане визначення напір. Для випадку гідростатичного тиску (визваного вагою вищерозташованих шарів рідини або газу) існує співвідношення, $p = \rho gh, \frac{H}{m^2}$,

де ρ –густина, g –прискорення вільного падіння, h –висота шару робочої речовини. Ця висота називається напір. У практичних розрахунках можливе застосування кратних та часткових одиниць тиску: кілоПаскаль(кПа), мегаПаскаль(МПа), міліПаскаль(мПа) та ін. Часто тиск виражають у позасистемних одиницях –барах ($1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$).

Таблиця 1.1- Співвідношення між різними одиницями виміру тиску

Одиниці	Фізична атмосфера	Бар	мм рт. ст.	Па
1 фіз. атм	1	1,033	760	$1,013 \cdot 10^5$
1 бар	0,987	1	750,062	10^5
1000мм рт. ст.	1,316	1,333	1000	$1,333 \cdot 10^5$
1 Па	$9,87 \cdot 10^{-4}$	10^{-5}	$7,501 \cdot 10^{-5}$	1

Відрізняють абсолютний та надлишковий тиск.

Термодинамічним параметром тиску вважається тільки абсолютний тиск, який відраховується від абсолютного нуля тиску (тобто від абсолютного вакууму).

Різниця між абсолютним та атмосферним тиском називається надлишковим тиском: $p_n = p_a - p_0$,

де p_n – надлишковий тиск,

p_a – абсолютний тиск,

p_0 – атмосферний тиск.

В техніці для виміру тиску застосовують манометри. Вони вимірюють надлишковий (манометричний) тиск.

Якщо $p_n > 0$ – тиск надлишковий,

$p_n < 0$ – вакуум,

$p_n = 0$ – тиск атмосферний.

Як надлишковий тиск, так і вакуум не являються параметрами стану, оскільки вони залежать від третьої величини – атмосферного тиску, який не є параметром стану робочої речовини і існує незалежно від неї.

1.4.3. Температура.

Температура характеризує міру нагрітості тіла. Вона являє собою міру середньої кінетичної енергії поступального руху молекул.

Якщо два тіла з різними середніми кінетичними енергіями молекул привести в зіткнення, то тіло з більшою середньою кінетичною енергією молекул (з більшою температурою) буде віддавати енергію тілу з меншою середньою кінетичною енергією молекул (з меншою температурою).

Цей процес буде протікати до тих пір, доки середні кінетичні енергії молекул обох тіл не зрівняються, тобто не вирівнюються температури обох тіл. Такий стан тіл називається тепловою рівновагою (у більш загальному розумінні – термодинамічною рівновагою).

Міру нагрітості тіла вимірюють термометрами різних типів. Однак, всі вони градуйовані у певній шкалі. Відомі такі температурні шкали:

- 1 –Цельсія,
- 2 –Реомюра,
- 3 –Фаренгейта,
- 4 –Ренкіна,
- 5 –Кельвіна(термодинамічна).

Вимір температури почали виконувати медики, які поступово від визначення температури хворої людини простим дотиканням до нього , перейшли до інструментального (тобто об'єктивного) способу. Цельсій, Фаренгейт були лікарями. Якраз вони заклали основу теперішньої термометрії.

Шкала Цельсія(Celsius)

Цельсій взяв тонку скляну трубку, на одному кінці якої знаходиться балончик. Все це було заповнене ртуттю і прикріплене до дерев'яної рейки. Він спершу помістив балончик у танучий лід і зробив на рейці відмітку „0” проти верху ртутного стовпця. Потім помістив балончик у киплячу воду і проти верху стовпця зробив відмітку „100”. Відстань між цими двома рисками він розділив на 100 однакових частин, кожену з котрих назвав градусом. Це і є градус Цельсія ($1^{\circ}C$).

Шкала Реомюра(Reaumur)

Ту ж саму процедуру виконав Реомюр . Тільки він температуру кипіння води позначив як „80” і теж розділив проміжок між двома рисками на 100 однакових частин. Отримав градус Реомюра ($1^{\circ}R$).

$$1^{\circ}R=0,8^{\circ}C.$$

Шкала Фаренгейта(Fahrenheit).

Не відрізнявся від описаної процедури і метод Фаренгейта. Тільки він за „0” прийняв температуру снігу у самому холодну зиму в Ірландії (де він жив у 17 ст.). Це приблизно -18°C .

За „100” він прийняв температуру людського тіла (приблизно 37°C). Відстань між рисками розділив також на 100 однакових частин. Вийшов градус Фаренгейта (1°F). Мають місце співвідношення:

$$t^{\circ}\text{C} = \frac{t^{\circ}\text{F} - 32}{1,8},$$

$$t^{\circ}\text{F} = 1,8t^{\circ}\text{C} + 32.$$

Шкала Ренкіна (Rankine).

Шкала Ренкіна ($t^{\circ}\text{Ra}$) –це шкала Фаренгейта відрахована від абсолютного нуля. У цій шкалі температура плавлення льоду $t_0=0^{\circ}\text{C}$ ($T_0=273,15\text{K}$) відповідає $491,67^{\circ}\text{Ra}$, а температура кипіння води при нормальному атмосферному тиску $t_k=100^{\circ}\text{C}$ ($T_k=373,15\text{K}$) дорівнює $671,67^{\circ}\text{Ra}$.

Шкала Кельвіна (термодинамічна)

Найбільш універсальною шкалою температури являється абсолютна термодинамічна шкала Кельвіна. У шкалі Кельвіна використовуються дві реперні точки:

1 –потрійна точка хімічно чистої води (у термодинамічній рівновазі знаходяться три агрегатні стани: лід, рідка вода, пар). Цьому стану відповідає температура $273,15\text{K}$ ($0,01^{\circ}\text{C}$).

2 –абсолютний нуль температури (0°K).

Кельвін –одиниця виміру температури по термодинамічній температурній шкалі, дорівнює $1/273,15$ частини інтервалу між зазначеними точками. Маємо:

$$TK = t^{\circ}\text{C} + 273,15,$$

$$t^{\circ}\text{C} = TK - 273,15,$$

$$\Delta TK = \Delta t^{\circ}C.$$

На даний час температурні шкали Фаренгейта та Ренкіна використовуються в основному у США та Великобританії.

Шкала Реомюра у теперішній час не використовується. На території СНГ вона мала застосування у XIX та на початку XX століть.

На території України зараз застосовують шкали Цельсія та Кельвіна. Мають місце такі співвідношення:

$$1^{\circ}C = 1K, 1^{\circ}C = 1,8^{\circ}F, 1^{\circ}F = 1^{\circ}Ra,$$

$$1^{\circ}F = \frac{5}{9}^{\circ}C, t^{\circ}C = \frac{5}{9}(t^{\circ}F - 32) = \frac{t^{\circ}F - 32}{1,8},$$

$$t^{\circ}C = \frac{5}{9}(t^{\circ}F - 32) = \frac{t^{\circ}F - 32}{1,8}, t^{\circ}F = 1,8^{\circ}C + 32.$$

ГЛАВА 2. ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ ПОВЕДІНКИ РОБОЧОЇ РЕЧОВИНИ У ТЕРМОДИНАМІЧНІЙ СИСТЕМІ.

Зміст.

2.1 Модель ідеального газу.

2.2 Рівняння стану робочої речовини.

2.3 Закон Авогадро.

2.1 Модель ідеального газу.

Нічого у світі ідеального нема. Все реальне. Але для полегшення та спрощення розрахунків у практичній енергетиці деякі явища наділяють такими якостями, котрих вони не мають. В такому разі кажуть: „модель процесу”, „модель явища” та ін. Одним із таких прикладів ідеалізації являється модель „ідеальний газ.”

Модель ідеального газу була прийнята зокрема для полегшення та спрощення розглядання термодинамічних процесів. Ідеальний газ, як робочу речовину, наділяють такими неіснуючими в природі властивостями:

- 1 – відсутність сил тяжіння та відштовхування між молекулами,
- 2 – об’єм самих молекул знехтовано малий порівняно із об’ємом газу.

Всі реальні гази при високих температурах та низькому тиску відповідають визначенню „ідеальний газ”. Разом з цим у практиці теплоенергетики, як правило, зазначена модель використовується для аналізу ситуації, де робоча речовина знаходиться за межами застосування принципів „ідеальності”. У цьому разі використовують коефіцієнти, які коригують теоретичні підстави згідно з практичним досвідом.

2.2. Рівняння стану робочої речовини.

Основні параметри стану робочої речовини тобто (p, v, t) однорідного тіла залежать один від іншого і взаємозв’язані математичним рівнянням:

$$F(p, v, t) = 0,$$

яке називається рівнянням стану. Це рівняння справедливе як для ідеальних, так і для реальних газів. Разом з цим:

1 –рівняння стану ідеального газу у більшості випадків задовільняє вимоги технічних розрахунків теплоенергетики;

2 –складання рівняння стану реального газу вимагає для кожного конкретного газу проведення складних експериментів для визначення відповідних поправкових коефіцієнтів, що входять у загальне рівняння стану газу. В термодинаміці, як правило використовується рівняння стану ідеальної робочої речовини.

Не зупиняючись на виведенні цього рівняння (оскільки воно відоме із курсу середньої школи), приведемо декілька варіантів рівняння стану.

Для одиниці маси робочої речовини

$$pv=RT, \quad (2.1)$$

де p –питомий абсолютний тиск, Па;

v –питомий об'єм, $\frac{м^3}{кг}$;

T –абсолютна (термодинамічна) температура, К;

R –питома газова стала, $\frac{кДж}{кг \cdot К}$.

Для довільної кількості робочої речовини.

$$pV=mRT, \quad (2.2)$$

де V –обсяг робочої речовини, $м^3$;

m –маса робочої речовини, кг.

У рівняннях (1) та (2) R являє собою особливу величину. Що вона являє собою з фізичної точки зору? Розглянемо рівняння стану (1) при двох умовах, де температура різна, а тиск однаковий, тоді

$$pv_1=RT_1,$$

$$pv_2=RT_2.$$

Оскільки $p=const$, маємо

$$R = \frac{p(v_2 - v_1)}{T_2 - T_1}, \frac{\kappa \text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}. \quad (2.3)$$

Визначена таким чином питома газова стала R являє собою кількість енергії (робота розширення), що витрачається в ізобарному процесі одиницею маси при зміні температури речовини на 1К .

По аналогії з поняттям „питома газова стала” часто можна в технічній літературі зустріти вираз „газова стала”. Це умовно адекватно. Але є вираз універсальна газова стала. Це вже інше.

Напишемо рівняння стану для 1кмоля

$$pV_\mu = R_\mu T, \text{ або } p\nu\mu = \mu RT \quad (2.4)$$

де V_μ – об’єм 1кмоля, $\frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}$;

R_μ – газова стала 1кмоля ;

μ – молярна маса, $\frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$.

Із цього рівняння

$$R_\mu = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{R_\mu T}{T} = \text{const}.. \quad (2.5)$$

Це означає, що R_μ являє собою сталу величину. Тобто, для кожної робочої речовини газова стала для її молярної маси є величина однакова.

Беручи до уваги рівняння (4), маємо

$$R_\mu = R \cdot \mu, \frac{\kappa \text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}. \quad (2.6)$$

$$\text{Тобто} \quad R = \frac{R_\mu}{\mu} \frac{\kappa \text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}. \quad (2.7)$$

R_μ називається універсальною газовою сталою і залишається сталою за будь-яких обставин для будь-якого ідеального газу. Розрахуємо її числове значення.

При нормальних умовах

$$p=101325\text{Па}; V_{\mu}=22,414\frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}; T=273,15\text{К}.$$

Тоді, згідно із (2.5) маємо

$$R_{\mu} = \frac{pV_{\mu}}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8314,2 \frac{\text{Дж}}{\text{кмольК}} = 8,3142 \frac{\text{кДж}}{\text{кмольК}}.$$

Універсальна газова стала являє собою роботу розширення, що виконується в ізобарному процесі кіломолям ідеальної робочої речовини при зміні температури на 1К .

2.3. Закон Авогадро.

Не зупиняючись на виведенні закону Авогадро, треба звернути увагу на таких моментах, важливих для теплоенергетики:

1-кмоль кожного кіломоля ідеального газу вміщує одну і ту ж кількість молекул;

2 –об'єм одного кіломоля ідеального газу при нормальних умовах

$$(760 \text{ мм рт. ст.}, 0^{\circ}\text{C}) \text{ становить } 22,4\frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}.$$

Наприклад, для кисню при нормальних умовах об'єм $22,4\text{м}^3$ відповідає

$$1\text{кмоль}, \text{ тобто } 32\frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}. \text{ Звідси, при нормальних умовах маємо:}$$

$$\text{питомий об'єм} \quad v = \frac{22,4}{32} = 0,70\frac{\text{м}^3}{\text{кг}},$$

$$\text{густина} \quad \rho = \frac{1}{v} = 1,43\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

В практичних термодинамічних розрахунках закон Авогадро використовується для визначення питомого об'єму або густини ідеального газоподібного об'єкта, якщо його хімічний склад відомий. Це стосується стану робочої речовини при нормальних умовах. Використовується дуже проста формула

$$\rho = \frac{\mu}{22,4}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \text{ або } \nu = \frac{22,4}{\mu}, \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Перерахунок даних, отриманих при нормальних умовах, на інші умови виконується згідно з рівнянням стану газу. В окремих випадках застосовують експериментальне вивчення.

ГЛАВА 3. ТЕРМОДИНАМІЧНА СИСТЕМА ТА ПРОЦЕС.

Зміст.

3.1 Термодинамічна система.

3.2 Термодинамічний процес.

3.3 Термодинамічна рівновага системи тіл.

3.1. Термодинамічна система.

При термодинамічному вивченні будь-якого явища в якості об'єкта дослідження виділяються група тіл, одиничне тіло або окремі його частини. Об'єкт вивчення називається термодинамічною системою (Т.Д.С), а все, що знаходиться за її межами -навколишнім середовищем. Взагалі кажучи, Т.Д.С являє собою сукупність макроскопічних тіл, які мають можливість обмінюватись енергією як між собою, так і з навколишнім середовищем.

Простий приклад термодинамічної системи. В циліндрі знаходиться робоча речовина. Поршень має можливість за допомогою штока здійснювати вплив на стан робочої речовини.

В розглядуваному випадку під поняттям Т.Д.С можна розуміти робочу речовину, що знаходиться в циліндрі.

При ускладнених розрахунках додають умови теплообміну з поршнем, штоком та стінками циліндра. Це також буде термодинамічна система. Ускладнюючи задачу далі, треба прийняти до уваги теплообмін з навколишнім середовищем. І це також буде Т.Д.С.

Разом з тим, в задачу технічної термодинаміки входить аналіз поведінки робочої речовини, що знаходиться у середині циліндра. Це означає, що всі речовини, деталі та ін., що оточують робочу речовину відносяться до визначення навколишнє середовище. Таким чином, в технічній термодинаміці, як правило, вивчають поведінку робочої речовини в умовах перетворення одного в іншого різних видів енергії.

Відрізняють такі види Т.Д.С:

1 –однорідна (гомогенна), що має у всіх своїх частинах однаковий хімічний склад та фізичні властивості;

2 –неоднорідна (гетерогенна), яка складається із декількох макроскопічних частин, що мають різні фізичні властивості та відокремлені одна від іншої видимими поверхнями розділу (наприклад, льод+вода, вода+пара, вода+льод+пара та ін.).

Гомогенні частини Т.Д.С, відокремлені від решти частин видимими поверхнями розділу, називаються фазами. У залежності від числа фаз гетерогенні системи можуть бути двофазними та трьохфазними (газоподібний, рідкий та твердий стан).

В той же час гомогенна система може складатися із декількох різних хімічно та фізично однорідних частин, що не мають видимих поверхонь розділу і не вступають одна з іншою у хімічну реакцію. Такі частини називаються компонентами гомогенної Т.Д.С (наприклад, повітря $=O_2+N_2+ \text{інертні гази}$).

3.2. Термодинамічний процес.

Основні термодинамічні параметри стану p, v, t однорідного тіла залежать один від іншого і взаємно зв'язані деяким математичним рівнянням типу

$$F=(p, v, t)=0, \quad (3.1)$$

яке у термодинаміці називають рівнянням стану. Якщо відоме конкретне рівняння стану, то для визначення стану найпростіших Т.Д.С., однорідних і постійних з часом по масі та складу, достатньо знайти дві незалежні змінні із числа трьох. Третя змінна може бути знайдена згідно з нижчеприведеними рівняннями:

$$p=f_1(v, T); v=f_2(v, T); T=f_3(p, v) \quad (3.2)$$

Якщо зовнішні умови, при яких знаходиться Т.Д.С. змінюються, то буде змінюватись і стан системи. Сукупність змін стану Т.Д.С. при пере-

ході із одного рівноважного стану до іншого називають термодинамічним процесом (Т.Д.П.)

Під рівноважним станом розуміють такий стан, при якому у всіх точках об'єму тіла його фізичні властивості мають однакове значення (тобто вони рівномірно розподілені, що означає рівновагу). Якщо термодинамічний процес проходить через рівноважні стани, то його вважають рівноважним.

Термодинаміка розглядає в основному рівноважні стани і рівноважні процеси. За допомогою рівняння стану можна описати кількісно тільки рівноважні стани та процеси.

Рівноважний процес можна здійснити тільки при нескінченно повільному змінюванні зовнішніх умов, або коли зміни параметрів Т.Д.С. є порівняно малі відносно значень самих параметрів. Вираз „порівняно” керується конкретними умовами Т.Д.С.

Таким чином, реальні термодинамічні процеси, являючись нерівноважними, можуть тільки у тій чи іншій мірі наближатись до рівноважних, ніколи не співпадаючи з ними точно.

В технічній термодинаміці розглядають декілька практично важливих реальних процесів які можна порівняно наблизити до поняття рівноважності, що дає можливість використати рівняння стану (3.1).

Оскільки це питання буде далі розглянуто більш детально, зупинимось на цих процесах тільки ілюстративно. Це такі процеси:

1 –робоча речовина, при збереженні свого об'єму, в результаті підводу або відводу теплової енергії збільшує свою внутрішню енергію ($v=const$);

2 –тиск сталий ($p=const$), робоча речовина збільшує свою внутрішню енергію і виконує механічну роботу;

3 –температура робочої речовини стала ($t=const$), підведена тепла енергія іде на механічну роботу.

В технічній термодинаміці для дослідження рівноважних процесів найчастіше застосовують двовісну (двохосьову) систему координат $p\nu$, у якій віссю абсцис являється питомий об'єм ν , а віссю ординат – абсолютний питомий тиск p .

На рис.3.1 зазначені вище процеси зображені на діаграмі $p\nu$.

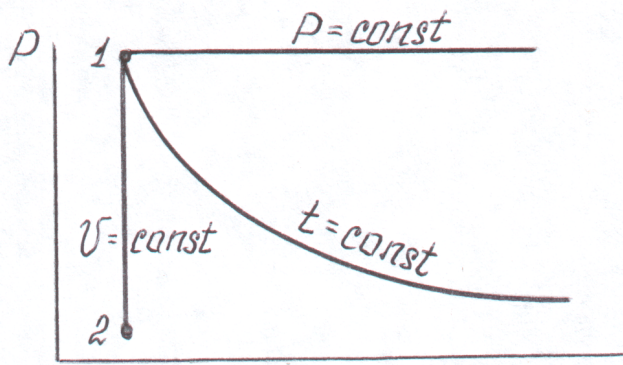


Рис. 3.1

При вивченні термодинамічних процесів особливе значення мають так звані замкнуті (кругові) процеси, при яких система, проходячи через ряд послідовних станів, повертається до початкового стану з наступним повторенням процесу. Такі процеси називають циклами.

3.3 Термодинамічна рівновага системи тіл.

Якщо стан усіх тіл, що складають Т.Д.С., тривалий час не змінюється, то вважають, що система знаходиться у термодинамічній рівновазі. В такому випадку передача теплоти від одних тіл системи до інших та механічне переміщення окремих частин системи відносно один іншого відсутні, тобто має місце теплова та механічна рівновага.

При термодинамічній рівновазі тиск, питомий об'єм та температура робочої речовини однакові з цими параметрами навколишнього середовища.

3.4 Оборотні та необоротні термодинамічні процеси

Розглянемо рівноважний процес $A \rightarrow B$ розширення газу (рис 3.2), який

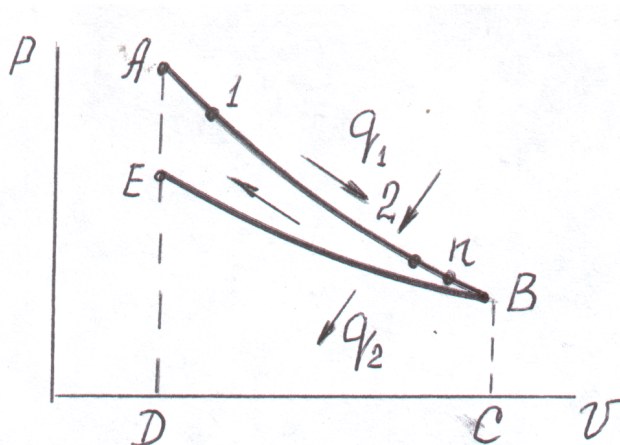


Рис.3.2.

пройшов через рівноважні стани $A12nB$. В цьому процесі за рахунок підводу теплоти q_1 отримана робота розширення (площа $ABCD$). Для того, щоб робочу речовину (тіло) повернути у початковий стан (в точку A), необхідно від точки B провести зворотний процес стиснення за рахунок відводу теплоти q_2 .

Припустимо, що процес стиснення проходить через тіж рівноважні стани $Bn21A$, що і процес розширення $A12nB$. В такому разі площа $Bn21ADC$ виражає графічно роботу стиснення тобто $нл.A12nBCD = нл.Bn21ADC$.

Процеси, що відбуваються через рівноважні стани без залишкових (кінцевих) змін у робочому тілі та навколишньому середовищі як у прямому, так і зворотньому напрямках, називаються оборотними.

Отже, кожний рівноважний термодинамічний процес являється оборотним.

Якщо термодинамічний процес проходить через нерівноважні стани, то він буде необоротним, оскільки при його перебігу у зворотньому напрямку система не зможе повернутись у початковий стан без додатко-

вої витрати енергії. Це означає, що зворотний процес BE не співпадає із прямим процесом AB (рис 3.2).

Всі реальні процеси необоротні, оскільки в результаті наявності сил тертя частина механічної енергії переходить у теплову і розсіюється у навколишньому просторі. Так що, для приведення системи із кінцевого стану у початковий необхідно витратити деяку додаткову кількість енергії (пл. $ABEA$).

ГЛАВА 4. СУМІШІ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Зміст.

- 4.1. Загальні положення.
- 4.2. Властивості газових сумішей.
- 4.3. Газова стала суміші газів.
- 4.4. Середня молярна маса суміші газів.

4.1 Загальні положення.

В практиці теплоенергетики інженеру, як правило, приходиться мати справу не з окремим, очищеним газом, а частіше всього із сумішами газів. В кращому випадку ця суміш не потребує очистки від дрібнодисперсних, пилоподібних або рідкоколоїдних частинок.

Знання законів поведінки суміші ідеальних газів необхідне для оцінки поведінки суміші реальних газів, забруднених в результаті різних відхилень технології виробництва від нормативів екологічних вимог.

Для початку треба визначити: що таке суміш газів.

В технічній термодинаміці газова суміш визначається як суміш окремих газів, що не вступають між собою ні в які хімічні реакції. Кожний газ в суміші веде себе незалежно від інших газів, повністю зберігає свої властивості і веде себе так, ніби він один займає весь об'єм суміші.

4.2. Властивості газових сумішей.

Згідно з молекулярно-кінетичною теорією молекули газу “давлять” один на іншого і в тому числі на стінки посудини, що їх огорожує. Оскільки тиск являється сумарним ефектом співударень молекул, то природно ввести поняття “парціальний тиск”, який пропорціональний кількості молекул даного газу в суміші. У зв'язку з цим розглянемо декілька визначень.

4.2.1. Парціальний тиск являє собою той тиск, який мав би даний компонент газової суміші, якби він займав весь об'єм, відведений для суміші при тій же температурі, що має суміш.

Згідно з законом Дальтона загальний тиск газової суміші дорівнює сумі парціальних тисків окремих газів (компонентів), які складають суміш,

тобто
$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_i = \sum_1^n p_i, \quad (4.1)$$

де p_i – парціальний тиск i -го компонента;

n - кількість компонентів.

Парціальний тиск пропорціональний об'ємному процентному вмісту компонента. Наприклад, прийнято вважати, що повітря являє собою суміш:

кисень + азот + інертні гази.

Спрощено при розрахунках у теплоенергетиці за вихідні дані беруть такий склад повітря : 21% кисню, 79% азоту (у склад азоту умовно додають інертні гази *Ne, Ar, Kr* і т.д., які в сумі складають близько 1% від об'єму повітря).

Тоді при нормальних умовах маємо парціальний тиск кисню

$$p_{O_2} = 0,21 \text{ ат} \approx 0,21 \text{ бар},$$

парціальний тиск азоту

$$p_{N_2} = 0,79 \text{ ат} \approx 0,79 \text{ бар}.$$

4.2.2. Парціальний об'єм – об'єм, який займав би даний компонент, якби його температура та тиск дорівнювали температурі та тиску суміші. Якщо ми маємо n компонентів в суміші, то для одного при сталій температурі маємо два рівняння

$$pV_1 = m_1 RT; \quad p_1 V = m_1 RT$$

тобто $pV_1 = p_1 V, \quad (4.2)$

звідки

$$V_1 = \frac{p_1}{p} V; \quad V_2 = \frac{p_2}{p} V \dots \quad V_i = \frac{p_i}{p} V, \quad (4.3)$$

де V_i - парціальний об'єм i -го компонента;

p_i - парціальний тиск;

p та V - тиск та об'єм газової суміші.

$$\text{У цілому } V_1 + V_2 + \dots + V_i = \sum_1^n V_i = V, \quad (4.4)$$

де n – кількість компонентів суміші.

4.2.3. Масова доля – відношення маси кожного компонента до загальної маси суміші.

$$g_1 = \frac{m_1}{m}; \quad g_2 = \frac{m_2}{m}; \dots g_i = \frac{m_i}{m}, \quad (4.5)$$

де

g_i – масова доля i -го компонента;

m_i – маса i -го компонента;

m – маса суміші.

Звідси

$$g_1 + g_2 + \dots + g_i = \sum_1^n g_i = 1, \quad (4.6)$$

бо

$$m_1 + m_2 + \dots + m_i = \sum_1^n m_i = m. \quad (4.7)$$

4.2.4. Об'ємна доля – відношення парціального об'єму даного компонента до всього об'єму суміші.

$$r_1 = \frac{V_1}{V}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V}; \dots; \quad r_i = \frac{V_i}{V}, \quad (4.8)$$

де

r_i – об'ємна доля i -го компонента.

Зрозуміло, що

$$r_1 + r_2 + \dots + r_i = \sum_1^n r_i = I, \quad \text{оскільки} \quad (4.9)$$

$$V_1 + V_2 + \dots + V_i = V.$$

4.3. Газова стала суміші газів.

$$\text{Суміш газів підкоряється рівнянню стану} \quad pV = mRT. \quad (4.10)$$

Разом з цим, за фізичним смислом питома газова стала R являє собою роботу, здійснювану 1 кг газу при сталому тиску в результаті зміни температури на 1К. Для кожного компонента суміші ця робота буде становити $g_1 R_1; g_2 R_2 \dots g_i R_i$, де g_i - масова доля, R_i - газова стала i -го компонента.

Тобто, кожний компонент виконує свою парціальну роботу $g_i R_i$, пропорційну його масовій долі. В сумі ці парціальні внески окремих компонентів дають загальну роботу $R_{\text{сум}}$, яку виконує 1 кг суміші

$$g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_i R_i = \sum_1^n g_i R_i = R_{\text{сум}}. \quad (4.11)$$

4.4. Середня молярна маса суміші газів.

Кожний компонент має свою молярну масу(наприклад, для кисню $\mu_{O_2} = 32 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$, для азоту $\mu_{N_2} = 28 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$). Згідно із законом Авогадро молярна маса та об'єм газу мають тісний зв'язок. При нормальних умовах 1 кмоль газу має об'єм $22,4 \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}$. Це означає, що кожний компонент вносить свій парціальний внесок у загальну молярну масу суміші, пропорційний його об'ємній долі ($r_i \mu_i$). Тоді

$$r_1 \mu_1 + r_2 \mu_2 + \dots + r_i \mu_i = \sum_1^n r_i \mu_i = \mu_{\text{сум}}, \quad (4.12)$$

де

r_i та μ_i - відповідно, об'ємна доля та молярна маса i -го компонента;

$\mu_{\text{сум.}}$ – середня молярна маса суміші, $\frac{\text{кг}}{\text{кмоль суміші}}$.

Визначимо середню молярну масу повітря.

Відповідно маємо

$$r_{O_2} = 0,21; r_{N_2} = 0,79;$$

$$\mu_{O_2} = 32 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль } O_2}; \mu_{N_2} = 28 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль } N_2}.$$

$$\mu_{\text{сум.}} = 0,21 \cdot 32 + 0,79 \cdot 28 = 28,84 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль суміші}}.$$

Це число використовується у розрахунках, зв'язаних з термодинамічними процесами повітря.

ГЛАВА 5. ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ ТА РОБОТА ТЕРМОДИНАМІЧНОГО ПРОЦЕСУ.

Зміст.

- 5.1. Закон збереження енергії.
- 5.2. Внутрішня енергія робочої речовини.
- 5.3. Робота термодинамічного процесу.

5.1. Закон збереження енергії.

Цей закон являється фундаментальним законом природи. Його зміст: енергія не зникає і не виникає заново, вона тільки переходить із одного виду в інший у різних фізичних та хімічних процесах.

Іншими словами, кількість енергії системи, яка не обмінюється енергією з навколишнім середовищем, зберігається незмінною.

Існують поняття: механічна та теплова енергії. Роботами Джоуля та інших вчених було встановлено принцип еквівалентності теплоти та роботи. Отож, визначають: “закон збереження та перетворення енергії”.

Це положення являється суттю першого закону термодинаміки.

5.2. Внутрішня енергія робочої речовини.

Внутрішня енергія включає в себе всю енергію, яка має у тілі або системі тіл. Її складають: 1 – кінетична енергія поступального та обертального руху молекул; 2 – потенційна енергія сил взаємодії між молекулами; 3 – кінетична енергія коливального руху атомів у самій молекулі; 4 – енергія електронів; 5 – внутрішньоядерна енергія; 6 – енергія електромагнітного випромінювання і таке інше.

В технічній термодинаміці розглядаються тільки такі складові внутрішньої енергії:

1. Для ідеальних газів

- кінетична енергія руху молекул та енергія коливання атомів у молекулі;

2. Для реальних газів

- теж саме, що і для ідеальних газів + потенційна енергія сил взаємодії між молекулами.

Перша складова залежить від температури, а друга іще і від питомого об'єму (відстань між молекулами) газу.

Таким чином внутрішня енергія залежить від двох параметрів стану: абсолютної температури та питомого об'єму. Отож, внутрішня енергія також являється параметром стану.

Згідно з дослідями Джоуля внутрішня енергія залежить тільки від температури, тобто

$$U = f(T). \quad (5.1)$$

Це положення є справедливим тільки для ідеальних газів, хоча його можна застосувати і до реальних газів (з припустимою для практики точністю). Це можливо, коли вони знаходяться при високій температурі та низькому тиску.

Внутрішня енергія вимірюється в кДжоулях і позначається U , кДж.

Питома внутрішня енергія вимірюється в $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ і позначається u , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

5.3. Робота термодинамічного процесу.

Передачу енергії від одного тіла до іншого, зв'язану з переміщенням його у зовнішньому просторі або зі зміною його форми, називають роботою. У термодинамічному процесі тіло, яке виконує роботу, віддає енергію, а тіло над яким виконується робота отримує енергію.

При змінюванні об'єму газу відбувається робота, яка залежить від параметрів стану p , v і T .

Розглянемо окремий випадок – виконання роботи у рівноважному процесі при постійному тиску ($p = \text{const}$). Хай у циліндрі під поршнем знаходиться газ під тиском p , однаковим у рівноважному процесі з тиском навколишнього середовища, та питомим об'ємом v_1 (рис.5.1).

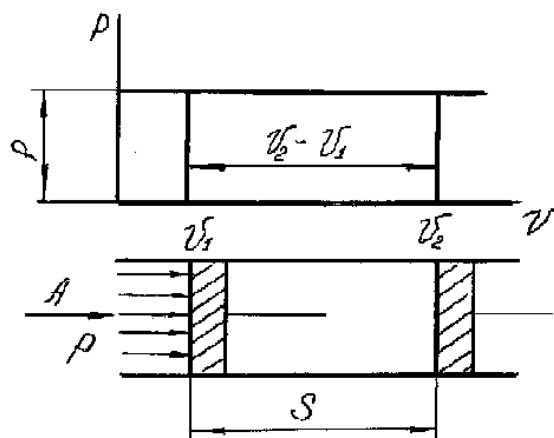


Рис. 5.1.

Площа поршня A . Якщо надати газу деяку кількість теплоти q , то він буде розширюватись до нового стану 2. Сила, яка діє на поршень, дорівнює pA , шлях переміщення поршня дорівнює S . Тоді робота, яку виконує газ, буде

$$l = pAS. \quad (5.2)$$

Але добуток AS є різниця питомих об'ємів v_2 та v_1 , так що

$$l = p(v_2 - v_1) = p\Delta v. \quad (5.3)$$

Тут l має значення питомої роботи розширення, яку виконує 1 кг робочої речовини. При цьому розмірність l буде

$$p\Delta v, \frac{H}{\text{м}^2} \cdot \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} = \frac{H \cdot \text{м}}{\text{кг}} = \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \dots$$

У загальному випадку робота

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (5.4)$$

і зображується графічно площею $l_2 v_2 v_1$ (рис. 5.2).

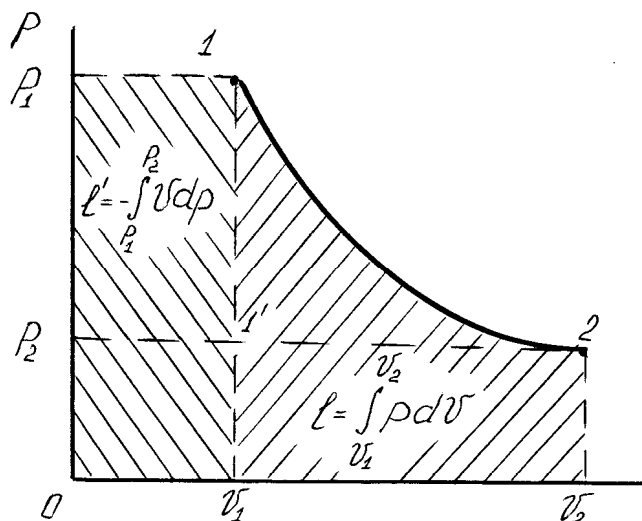


Рис. 5.2

Розглянемо уважно цей рисунок. Відомо, що енергія тільки змінює свою форму, але не зникає і не виникає з нічого. Мова йде про те, що ми визначили роботу, виконану робочою речовиною при зміні її питомого об'єму від v_1 до v_2 (пл. $12v_2v_1$). Але: 1 – необхідно виконати роботу для того, щоб привести питомий об'єм від стану $v=0$ до стану $v=v_1$, тобто виконати роботу $p_1v_1 = \text{пл. } p_1lv_10$; 2 – треба виконати роботу по подоланню зовнішнього тиску $p_2v_2 = \text{пл. } p_22v_20$.

Різниця $p_2v_2 - p_1v_1$ називається роботою витиснення.

Різниця між роботою розширення та роботою витиснення називається корисною або наявною роботою

$$l' = \int_{v_1}^{v_2} p dv - (p_2v_2 - p_1v_1). \quad (5.5)$$

В той же час

$$d(pv) = p dv + v dp,$$

або $p dv = d(pv) - v dp$. Звідси

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{p_1}^{p_2} d(pv) - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad (5.6)$$

тобто

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = (p_2 v_2 - p_1 v_1) - \int_{p_2}^{p_1} v dp. \quad (5.7)$$

Використовуючи (5.5) отримаємо

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \text{пл. } l_2 p_2 p_1. \quad (5.8)$$

Таким чином, робота розширення l дорівнює площі $l_2 v_2 v_1$; наявна робота l' зображується площею $l_2 p_2 p_1$.

В цілому маємо

1. Робота розширення

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

2. Робота витискання

$$p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

3. Наявна (корисна) робота

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

Якщо $l' > 0$, то процес розширення робочої речовини здійснює роботу, яка перевищує роботу витиснення – процес можна практично виконати.

Якщо $l' < 0$ - процес здійснити не можна, оскільки енергії розширення недостатньо для подолання енергії витиснення.

Чи являється робота параметром стану? Ні, не являється, бо робота процесу залежить від характеру його відбуття. Розглянемо рис.5.3.

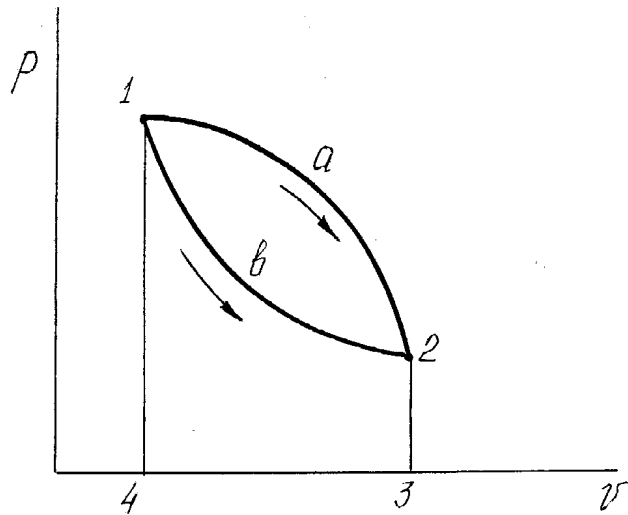


Рис.5.3.

На ньому зображено два довільних процеси $1a2$ та $1b2$. Ці процеси мають однакові початкові та кінцеві стани 1 і 2 . Проте площі, які графічно зображують роботу розширення мають різний розмір. При процесі $1a2$ робота зображається площею $1a234$, а процес $1b2$ площею $1b234$. Але $\text{пл. } 1a234 > \text{пл. } 1b234$. Це доводить, що робота не являється параметром стану. Якщо робоче тіло здійснює круговий процес (рис.5.4), то при розширенні робоча речовина здійснює позитивну роботу $\text{пл. } 1a234$. А при стисненні виконується негативна робота ($\text{пл. } 2b143$). Різниця між цими площами являє собою сумарну роботу, яку здійснює робоче тіло в результаті одного кругового процесу (циклу): $\text{пл. } 1a2b1 - \text{пл. } 1a234 = \text{пл. } 2b143$.

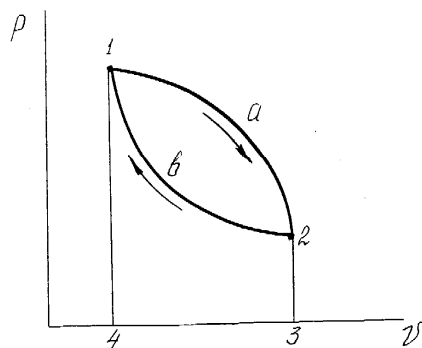


Рис. 5.4.

ГЛАВА 6. ТЕПЛОЄМНІСТЬ

Зміст.

- 6.1. Загальні визначення теплоємності.
- 6.2. Питома теплоємність.
- 6.3. Теплоємності C_v та C_p .
- 6.5. Теплоємність суміші ідеальних газів.

6.1. Основні визначення теплоємності.

Підведення до (або відведення від) робочого тіла теплоти в будь-якому процесі визиває змінювання параметрів його стану і взагалі (за винятком ізотермічного процесу) супроводжується зміною його температури.

Давно помічено, що для різних речовин зміна їх температури на один і той же інтервал вимагає підведення різної кількості теплоти. Наприклад, для зміни температури 1 кг речовини на 1°C складає в $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}$ для :

- алюмінію	0,92
- сталі	0,46
- міді	0,38
- свинцю	0,13
- льоду (при 0°C)	2,26
- води	4,21.

Цьому для кожної речовини вводиться поняття *теплоємність* , що являє собою кількість теплоти, необхідної для зміни температури тіла на 1° .

На території України розмірність теплоємності C , $\frac{\text{кДж}}{\text{K}}$. В США та Вели-

кобританії використовується розмірність C , $\frac{\text{BTU}}{\text{F}}$.

1 BTU - британська теплова одиниця (British Thermal Unit) = 1,055 кДж.

Відношення елементарної кількості підведеної до тіла теплоти dQ до визваної цим зміни температури dt називається істинною теплоємністю.

$$C = \frac{dQ}{dt}, \quad \frac{\text{кДж}}{\text{К}} \quad (6.1)$$

Величина Q в рівнянні (6.1) залежить не тільки від початкової та кінцевої температури тіла, але і від виду термодинамічного процесу. Одна і та ж робоча речовина в залежності від характеру процесу володіє різними теплоємностями, величина яких може змінюватись у межах від $-\infty$ до $+\infty$. Істинна теплоємність залежить від температури.

6.2. Питома теплоємність.

Для того, щоб в інженерних розрахунках поняття теплоємність мало певний кількісний зміст, в технічній термодинаміці її відносять до конкретної кількості речовини : кілограма, м³ або кмоля. Таким чином, маємо теплофізичну величину речовини, що називається *питома теплоємність*:

1 – масова – кількість теплоти, необхідної для зміни температури одиниці маси речовини на 1°; позначення c , розмірність $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

2 - об'ємна - кількість теплоти, необхідної для зміни температури одиниці об'єму речовини на 1 °; позначення c' , розмірність $\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}$;

3 – молярна - кількість теплоти, необхідної для зміни температури 1 кмоля

робочої речовини на 1 °; позначення c_μ , розмірність $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$.

Теплоємкість речовини не являється параметром стану оскільки вона залежить від характеру здійснення термодинамічного процесу, а не від початкового та кінцевого стану системи.

6.3. Теплоємкості c_v та c_p .

Вже підкреслювалось, що теплоємкість залежить від характеру здійснення термодинамічного процесу. Дійсно, при рівноважному процесі нагрівання тіла елементарну кількість підведеної теплоти визначаємо згідно з рівнянням :

$$dq = du + pdv \quad (6.2)$$

Для ізохорного процесу маємо :

$$dq_v = du, \quad (6.3)$$

тобто вся підведена теплота витрачається тільки на змінювання внутрішньої енергії, а істинна питома теплоємкість у цьому процесі буде

$$c_v = \frac{dq_v}{dT}, \quad (6.4)$$

або

$$dq_v = c_v dT. \quad (6.5)$$

З іншого боку, для ізобарного процесу маємо :

$$dq_p = du + pdv = c_v dT + RdT,$$

оскільки $pv = RT$. Звідти

$$c_p = \frac{dq_p}{dT} = \frac{c_v dT + RdT}{dT} = c_v + R, \quad (6.6)$$

або

$$c_p - c_v = R \quad (6.7)$$

Останній вираз має назву “формула Майєра”.

Таким чином, питома ізобарна теплоємність c_p більше ізохорної на величину R , тобто енергії, яка йде на роботу розширення 1 кг робочої речовини при зміні її температури на 1° при постійному тиску. Величина R для кожного газу має своє індивідуальне значення, а ось для універсальної газової сталої для всіх газів маємо :

$$R_\mu = c_{\mu p} - c_{\mu v} = 8,3142 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}},$$

Тобто $R_\mu = \text{const.}$

Для реальних газів $c_p - c_v > R$, що пояснюється тим, що при розширенні реальних газів (при $p = \text{const}$) здійснюється не тільки робота проти зовнішніх сил, але і внутрішня робота сил тертя.

6.4. Істинна та середня теплоємності.

Оскільки теплоємність ідеального газу залежить від температури, а реального - також від тиску, то в термодинаміці відрізняють істинну та середню теплоємність.

Істинна теплоємність – відношення елементарної кількості теплоти dq , підведеної до термодинамічної системи в будь-якому процесі до визваної цією теплотою нескінченно малої зміни температури, тобто (на прикладі масової теплоємності) :

$$c = \frac{dq}{dt}, \text{ звідки } dq = c dt..$$

В інтервалі температури від t_1 до t_2 підводиться теплота

$$q_{12} = \int_{t_1}^{t_2} c dt.$$

У практичних розрахунках при визначенні кількості теплоти як правило використовують середню теплоємність c_m , яка для інтервалу t_1 до t_2 становить :

$$c_m \Big|_{t_1}^{t_2} \frac{q_{12}}{t_2 - t_1} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} c dt}{t_2 - t_1} \quad (6.7)$$

Як правило, у довідкових таблицях приведено дані про середню питому теплоємність в інтервалі температури від 0°C до $t^\circ\text{C}$. Із (6.7) слідує, що

$$q_{12} = \int_{t_1}^{t_2} c dt = \int_0^{t_2} c dt - \int_0^{t_1} c dt = c_m \Big|_0^{t_2} t_2 - c_m \Big|_0^{t_1} t_1. \quad (6.8)$$

Таким чином, в інтервалі температури $t_1 \rightarrow t_2$ середня теплоємність $c_m \Big|_{t_2}^{t_1}$ визначається за допомогою знайдених по таблицям $c_m \Big|_0^{t_1}$ та $c_m \Big|_0^{t_2}$ як

$$c_m = \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_m \Big|_0^{t_2} t_2 - c_m \Big|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1} \quad (6.9)$$

У вищеприведених міркуваннях під q треба розуміти кількість теплоти, підведеної до одиниці кількості речовини. Для довільної кількості речовини маємо :

$$\begin{aligned}
 Q_{12} &= m(c_m \Big|_0^{t_2} t_2 - c_m \Big|_0^{t_1} t_1) = V_n(c'_m \Big|_0^{t_2} t_2 - c'_m \Big|_0^{t_1} t_1) = \\
 &= n \left(c_{m\mu} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{m\mu} \Big|_0^{t_1} t_1 \right), \frac{\kappa ДЖ}{K},
 \end{aligned}
 \tag{6.10}$$

де $m, кг$ – маса робочої речовини,

$V_n, м^3$ – її об'єм при нормальних умовах,

n , кмоль – кількість кіломолив.

6.5. Теплоємкість суміші ідеальних газів.

В довідкових таблицях приводяться дані тільки про теплоємкість однорідних газів. Однак, у промисловості приходиться мати справу із сумішами газів (повітря, продукти згоряння палива та інш.). Позначимо питомі теплоємкості суміші газів :

$c_{v сум}$ – масова при $V = const$,

$c_{p сум}$ – те ж саме при $P = const$,

$c'_{v сум}$ – об'ємна теплоємкість при $V = const$,

$c'_{p сум}$ – те ж саме при $P = const$,

$c_{\mu v сум}$ – молярна теплоємкість при $V = const$,

$c_{\mu p сум}$ – те ж саме при $P = const$.

Тоді для питомої масової теплоємкості суміші :

$$c_{v сум} = g_1 c_{v1} + g_2 c_{v2} + \dots g_i c_{vi} \sum_1^n g_i c_{vi},$$

$$c_{p сум} = g_1 c_{p1} + g_2 c_{p2} + \dots g_i c_{pi} \sum_1^n g_i c_{pi}.$$

Для об'ємної суміші :

$$c'_{v\text{ сум}} = r_1 c'_{v_1} + r_2 c'_{v_2} + \dots + r_i c'_{v_i} = \sum_I^n r_i c_{v_i},$$

$$c'_{p\text{ сум}} = r_1 c'_{p_1} + r_2 c'_{p_2} + \dots + r_i c'_{p_i} = \sum_I^n r_i c_{p_i}.$$

Для молярної :

$$c_{\mu v\text{ сум}} = r_1 c_{\mu v_1} + r_2 c_{\mu v_2} + \dots + r_i c_{\mu v_i} = \sum_I^n r_i c_{\mu v_i},$$

$$c_{\mu\rho\text{ сум}} = r_1 c_{\mu\rho_1} + r_2 c_{\mu\rho_2} + \dots + r_i c_{\mu\rho_i} = \sum_I^n r_i c_{\mu\rho_i}.$$

ГЛАВА 7 . ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ.

Зміст.

7.1. Перший закон термодинаміки для нерухомого робочого тіла.

7.2. Перший закон термодинаміки для потоку.

7.3. Ентальпія.

7.4. Ентропія.

7.5. $T - s$ діаграма.

7.1. Перший закон термодинаміки для нерухомого робочого тіла.

Припустимо, що 1 кг робочого тіла здійснює деякий термодинамічний процес (рис.7.1.). На елементарній ділянці процесу ab підводиться нескінченно мала кількість теплоти dq . При цьому температура та питомий об'єм тіла відповідно збільшуються на нескінченно малі значення dT та $d\nu$. Із збільшенням температури на dT збільшується швидкість моле-

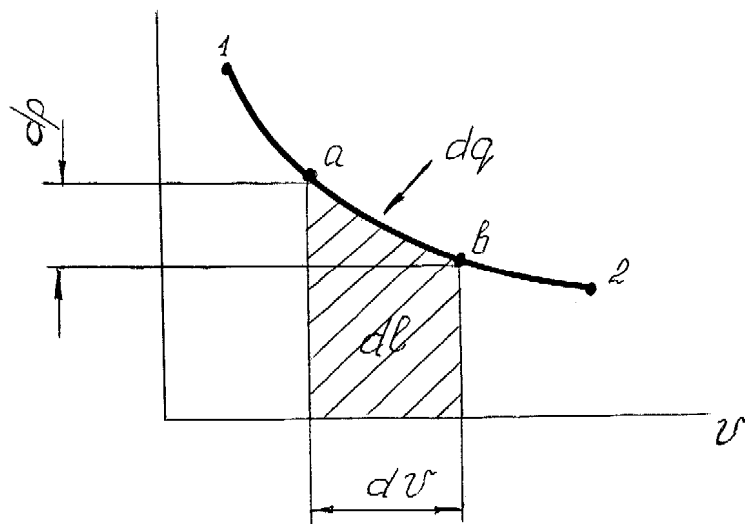


Рис.7.1.

кул, а значить збільшується його внутрішня енергія. При збільшені питомого об'єму на dv тіло виконує роботу проти зовнішніх сил, яка дорівнює dl .

Якщо властивості робочої речовини відповідають вимогам моделі ідеального газу, а кінетична енергія макроскопічного руху цієї речовини відсутня, то можна записати :

$$dq = du + pdv, \text{ або } dq = du + dl. \quad (7.1.)$$

Далі :

$$q_{12} = u_2 - u_1 + \int_{v_1}^{v_2} pdv. \quad (7.2.)$$

Рівняння (7.1.) та (7.2.) являють собою математичний запис першого закону термодинаміки, який формулюється таким способом : “Підведена до робочого тіла енергія у вигляді теплоти витрачається на змінювання внутрішньої енергії тіла та здійснення тілом роботи проти зовнішніх сил.”

7.2. Перший закон термодинаміки для потоку.

Рівняння (7.1.) та (7.2.) являють собою одну з форм запису закону збереження енергії для процесів, в яких єдиним видом роботи являється робота розширення pdv , але вони справедливі для любых систем, у тому числі і для тих, що переміщуються у просторі.

Розглянемо рівняння 1 – го закону термодинаміки для потоку на прикладі (рис.7.2.). За один і той же час перетин потоку 1 – 1 просунеться по каналу на відстань S_1 , а перетин 2 – 2 на відстань S_2 . Площі цих перетинів

відповідно дорівнюють A_1 та A_2 . На ці площі діють тиски p_1 та p_2 . Робота виштовхування перетину 1 – 1 дорівнює $p_1 A_1 S_1$, або $p_1 v_1$ (розглядається питомий об'єм, а значить об'єм 1 кг потоку).

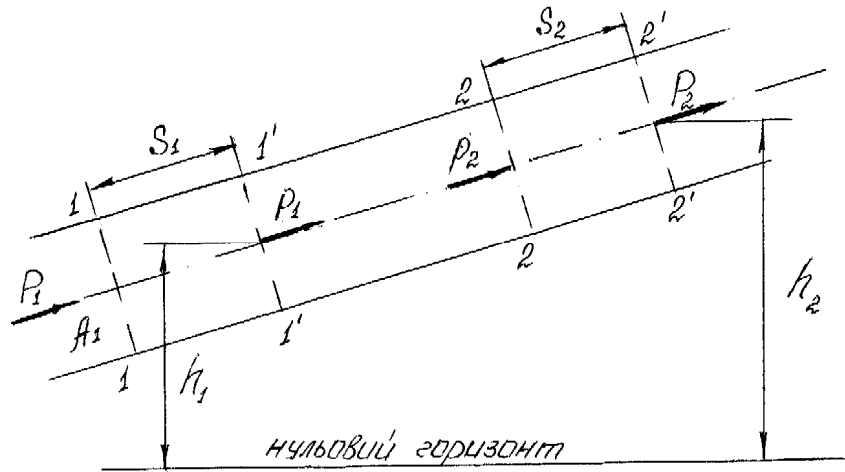


Рис.7.2

Робота виштовхування перетину 2 – 2 дорівнює :

$$p_2 A_2 S_2 = p_2 v_2$$

На ділянці 1 – 2 виконується робота виштовхування

$$l' = p_2 A_2 S_2 - p_1 A_1 S_1 = p_2 v_2 - p_1 v_1, \quad (7.3)$$

або

$$dl' = d(pv) . \quad (7.4)$$

В перетинах 1 – 1 та 2 – 2 мають місце швидкості w_1 та w_2 . Якщо ці швидкості мають різне значення, то і кінетична енергія у цих перетинах різна.

Якщо $w_1 > w_2$, то зміна кінетичної енергії

$$\Delta l'_{кин} = \frac{mw_2^2}{2} - \frac{mw_1^2}{2}.$$

Оскільки $m = 1$ кг, то

$$\Delta l'_{кин} = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}; dl_{кин} = d\left(\frac{w^2}{2}\right). \quad (7.5)$$

Якщо центри ваги перетинів $1' - 1'$ та $2' - 2'$ розташовані на різних висотах h_1 та h_2 відносного нульового горизонту, то на підняття робочого тіла з висоти h_1 на висоту h_2 має бути витрачена робота на зміну його потенційної енергії :

$$\begin{aligned} \Delta l &= mg(h_2 - h_1), \text{ але } m = 1 \text{ кг, то} \\ \Delta l_{пот.} &= g(h_2 - h_1), \text{ та } dl_{пот.} = d(gh) \end{aligned} \quad (7.6.)$$

У загальному випадку потік між перетинами $1 - 1$ та $2 - 2$ може здійснювати у теплових машинах різні види корисної роботи. Ці види роботи називаються загальним виразом “Технічна робота” і позначаються $l_{техн}$ або $dl_{техн}$.

При проході газу через канал витрачається робота на подолання сил тертя об стінки каналу. Позначається ця робота $l_{тер.}$ або $dl_{тер.}$

Взагалі рівняння 1 – го закону термодинаміки як для нерухомого так і рухомого робочого тіла має однаковий вигляд :

$$q = \Delta u + l, \text{ або } dq = du + dl. \quad (7.7)$$

Але робота l для нерухомого тіла являє собою тільки роботу розширення. Для потоку робота має більш складний вигляд :

$$l_{12} = (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + g(h_2 - h_1) + l_{\text{техн}} + l_{\text{тер}}, \quad (7.8)$$

або

$$dl_{12} = d(pv) + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + d(gh) + d(l_{\text{техн}}) + d(l_{\text{тер}}). \quad (7.9)$$

Рівняння (7.7) справедливе як для оборотних, так і для необоротних процесів.

7.3. Ентальпія.

Ентальпія являє собою складну функцію

$$I = U + pV, \text{ кДж} \quad (7.10)$$

або для одного кілограма

$$i = u + pv, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \quad (7.11)$$

Величина p , v , T , які входять у формулу для питомої ентальпії являються параметрами стану, так що і сама ентальпія також буде параметром стану. Для ідеального газу ентальпія залежить тільки від температури.

Дійсно,

$$i = u(T) + pv = u(T) + RT = f(T) \quad (7.12)$$

Використовуючи термін “ентальпія”, можна отримати іще один вираз першого закону термодінаміки :

$$dq = du + pdv = du + d(pv) - vdp = d(u + pv) - vdp = di - vdp \quad (7.13)$$

або

$$q_{12} = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (7.14)$$

Оскільки добуток pv являє собою потенційну енергію стиснення робочої речовини, яка залежить від зовнішнього тиску p , то по фізичній суті ентальпія являє собою енергію розширеної системи “робоча речовина та навколишнє середовище”.

Якщо процес відбувається при $P = const$, то рівняння першого закону термодинаміки запишеться

$$dq_p = di = c_p dT. \quad (7.15)$$

7.4. Ентропія.

Раніше підкреслювалось, що як робота проти зовнішніх сил, так і підведена теплота не являються параметрами. Значить, в рівнянні 1 – го закону термодинаміки :

$$dq = du + pdv \quad (7.16)$$

теплота dq не являється функцією стану. Разом з тим, шляхом математичних перетворень можна отримати новий параметр стану.

Розділимо рівняння (7.16) на T .

$$\frac{dq}{T} = \frac{du}{T} + \frac{pdv}{T}$$

Із рівняння стану $p = \frac{RT}{v}$, значить

$$\frac{dq}{T} = \frac{c_v dT}{T} + R \frac{dv}{v}. \quad (7.17)$$

Права сторона рівняння (7.17) являється повним диференціалом функції $q(T, v)$, що свідчить про те, що ми маємо ще один параметр стану речовини. Цей параметр з'явився в результаті математичних перетворень. Фізична суть його являється багатозначною, тобто не до кінця визначеною.

Параметр назвали *ентронія* і визначили як

$$S = \frac{Q}{T}, \frac{\kappa \text{Дж}}{K}; s = \frac{q}{T}, \frac{\kappa \text{Дж}}{\kappa K}.$$

Він являється функцією основних параметрів стану p, v, T :

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

Знайдемо дві останні функції. Отож :

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \quad (7.18)$$

Інтегруючи цей вираз, маємо при $c_v = \text{const}$

$$\int_{S_1}^{S_2} ds = s_2 - s_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = f(T, v). \quad (7.19)$$

Для визначення функції $f(T, p)$ слід в рівнянні (7.18) виключити питомий об'єм v .

Із рівняння стану маємо $p v = R T$; $d(p v) = R dT$; $p dv + v dp = R dT$. Звідси, розділяючи останній вираз на $p v = R T$, отримаємо

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p} + \frac{dT}{T} \quad (7.20)$$

Підставляючи значення $\frac{dv}{v}$ в рівняння (7.18), запишемо :

$$\begin{aligned}
 ds &= c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} = c_v \frac{dT}{T} + (c_p - c_v) \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} = \\
 &= c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}.
 \end{aligned}
 \tag{7.21}$$

Після інтегрування при $C_p = \text{const}$ буде

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} . \tag{7.22}$$

Маючи на увазі, що зміна ентропії не залежить від характеру процесу, рівняння (7.19) та (7.22) справедливі як для оборотних, так і для необоротних процесів.

7.5. $T-s$ діаграма.

На практиці отримало широке розповсюдження зображення термодинамічного процесу в $T-s$ діаграмі. На рис.7.3. процес розширення робочої речовини від стану 1 до стану 2 зображено якраз у цій діаграмі.

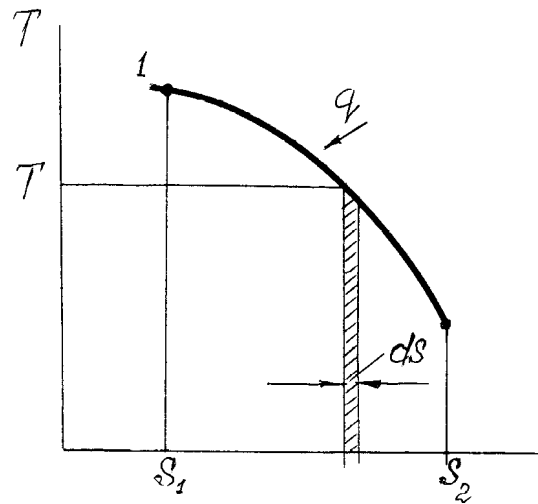


Рис.7.3.

Заштрихована площинка являє собою елементарну кількість теплоти, підведеної у процес при температурі робочої речовини T та зміні ентропії ds :

$$dq = Tds . \quad (7.23)$$

Площа під кривою 1-2 показує питому теплоту, підведену у процес 1-2

$$q_{12} = \int_{s_1}^{s_2} Tds = \text{пл. } 12s_2s_1 . \quad (7.24)$$

Із рівняння (7.23) витікає, що dq і ds мають однакові знаки. Звідси :

1 – якщо ентропія в процесі збільшується, то теплота підводиться до робочої речовини ; 2 – якщо зменшується - теплота відводиться.

Розглянемо круговий процес (рис.7.4). Процес розширення робочого тіла відбувається по лінії $1a2$. При цьому підведена теплота q_{12} виражається площею $1a2s_2s_1$. У зворотному напрямку процес відбувається

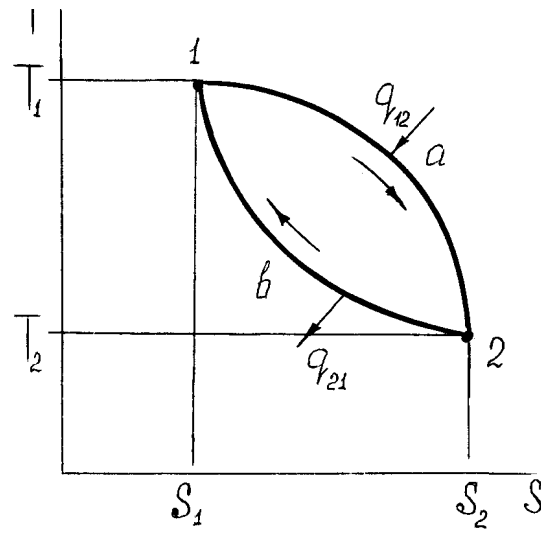


Рис.7.4

по лінії $2\text{в}1$. Кількість відведеної теплоти q_{21} показує площа $2\text{в}1\text{ } s_1\text{ } s_2$.

Різниця

$$q_1 - q_2 = \int_{S_1}^{S_2} T ds - \int_{S_2}^{S_1} T ds = \text{пл. } 1a2s_2s_1 - \text{пл. } 2\text{в}1s_1s_2 = \text{пл. } 1a2\text{в}1$$

витрачається на здійснення роботи проти зовнішніх сил.

ГЛАВА 8. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ.

Зміст.

8.1. Загальний метод дослідження термодинамічних процесів.

8.2. Ізохорний процес.

8.3. Ізобарний процес.

8.4. Ізотермічний процес.

8.5. Адіабатний процес.

8.6. Політропний процес.

8.1. Загальний метод дослідження термодинамічних процесів.

Перший закон термодинаміки встановлює зв'язок між кількістю теплоти, підведеної у процес Q , зміною внутрішньої енергії U та зовнішньою роботою L . При цьому Q залежить від характеру процесу.

У термодинаміці розглядаються такі процеси, які мають практичне та теоретичне значення:

1 – ізохорний, $v = \text{const}$

2 – ізобарний, $p = \text{const}$

3 – ізотермічний, $t = \text{const}$

4 – адіабатний, $s = \text{const}$

5 – політропний, $c = \text{const}$

Для всіх процесів встановлено загальний метод дослідження, що має таку структуру:

1 – виводиться рівняння процесу та дається його зображення на $p-v$ та $T-s$ діаграмах;

2 – встановлюється залежність між основними параметрами на початку та в кінці процесу;

3 – визначається зміна питомої внутрішньої енергії згідно з формулою, справедливою для всіх процесів

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = c_{vm} \left|_o^{t_2} t_2 - c_{vm} \left|_o^{t_1} t_1 \right. ; \quad (8.1)$$

4 – обчислюється питома робота зміни об'єму газу

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv; \quad (8.2)$$

5 – знаходиться кількість питомої теплоти, яка приймає участь в процесі

$$q_{12} = \int_{t_1}^{t_2} c dt = c_m \left|_o^{t_2} t_2 - c_m \left|_o^{t_1} t_1, \quad (8.3)$$

де c – загальне позначення питомої теплоємності, яка залежить від виду процесу;

6 – визначається зміна питомої ентальпії

$$i_2 - i_1 = \int_{t_1}^{t_2} C_p dt = c_{pm} \left|_o^{t_2} t_2 - c_{pm} \left|_o^{t_1} t_1 ; \quad (8.4)$$

7 – встановлюється зміна питомої ентропії

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} , \quad (8.5)$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} . \quad (8.6)$$

8.2. Ізохорний процес.

Згідно з приведеною вище процедурою проведемо аналіз ізохорного процесу ($v = \text{const}$).

1. Рівняння стану в ізохорному процесі $v = \text{const}$

Зображення процесу дається на рис. 8.1 та рис. 8.2.

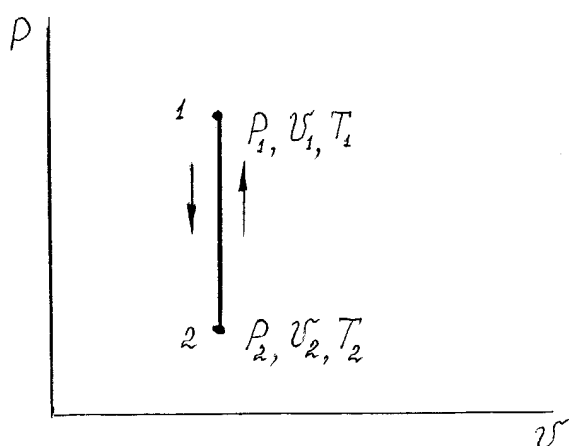


Рис.8.1

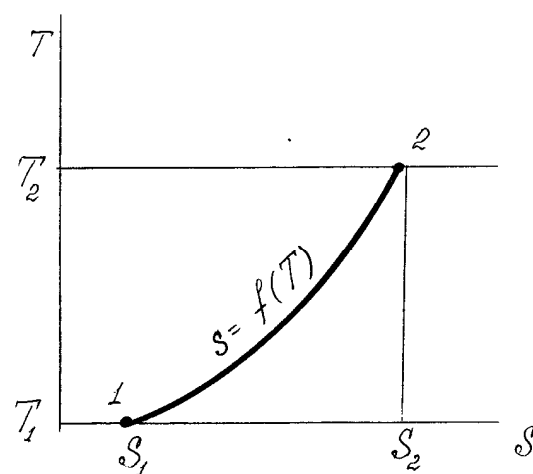


Рис.8.2

2. Залежність між основними параметрами стану.

Згідно з рівнянням стану

$$p_1 v = RT_1; p_2 v = RT_2,$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}; p_2 = p_1 \frac{T_2}{T_1}; p = p_1 \frac{T}{T_1} \quad (8.7)$$

тиск в процесі $v = \text{const}$ прямо пропорційний його абсолютній температурі.

3. Зміна питомої внутрішньої енергії визначається за формулою (8.1).

4. Питома робота зміни об'єму газів.

Згідно із формулою (8.2) $l = 0$, оскільки $v = \text{const}$, але питома наявна робота, яка може бути передана зовнішньому об'єкту, визначається формулою

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -v(p_2 - p_1).$$

Із цього виразу видно, що наявна робота дорівнює в ізохорному процесі роботі прошовування

$$l' = p_1 v - p_2 v,$$

наприклад, при пошовуванні по каналу нестисливої рідини.

5. Кількість питомої теплоти, яка приймає участь у процесі визначається згідно з формулою (8.3).

6. Зміна питомої ентальпії.

Визначається формулою (8.4).

7. Зміна питомої ентропії.

Визначається як $s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}$ (оскільки $\ln \frac{v_2}{v_1} = 0$) або

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

8.3. Ізобарний процес.

1. Рівняння стану $p = \text{const}$. На діаграмі $p v$ ізобарний процес зображується прямою, паралельною осі питомого об'єму v , рис. 8.3.

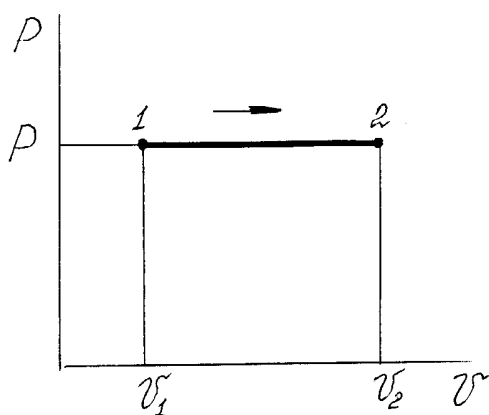


Рис.8.3.

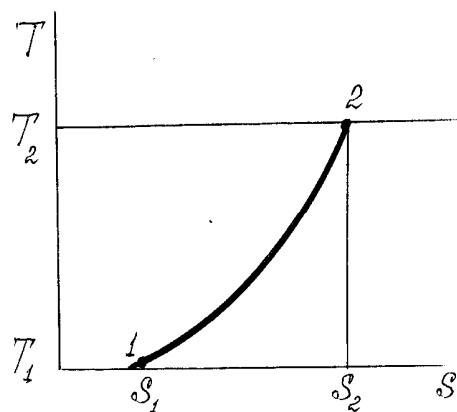


Рис.8.4

2. Із рівняння стану для ізобарного процесу маємо

$$pv_1 = RT_1; pv_2 = RT_2; \frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}; v_2 = v_1 \frac{T_2}{T_1}; v = v_1 \frac{T}{T_1} \quad (8.10)$$

3. Зміна питомої внутрішньої енергії визначається за формулою (8.1).

4. Питома робота зміни об'єму робочої речовини

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1), \frac{\kappa \text{Дж}}{\kappa \text{г}}. \quad (8.11)$$

Питома наявна зовнішня робота зміни об'єму

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = 0.$$

5. Кількість питомої теплоти, яка приймає участь у процесі

$$q_{12} = i_2 - i_1 = c_{mp} \left|_0^{t_2} t_2 - c_{mp} \left|_0^{t_1} t_1.\right.\right.$$

В ізобарному процесі підведена теплота витрачається на зміну ентальпії тіла.

6. Зміна ентальпії

$$i_2 - i_1 = q_p \quad . \quad (8.12)$$

7. Зміна ентропії, згідно з рівняннями (8.5) і (8.6)

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (8.13)$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad . \quad (8.14)$$

Зміна ентропії в ізобарному процесі залежить від температури згідно з логарифмічним законом (рис.8.4).

8.4. Ізотермічний процес.

1. Процес, який відбувається при постійній температурі $T = const$, називається *ізотермічним*. Його рівняння стану $pv = RT$, але $T = const$, тому $pv = const$. Це рівняння виражає рівнобоку гіперболу (рис.8.5). На рис.8.6 ізотермічний процес являє собою пряму 1 – 2, паралельну осі ентропії.

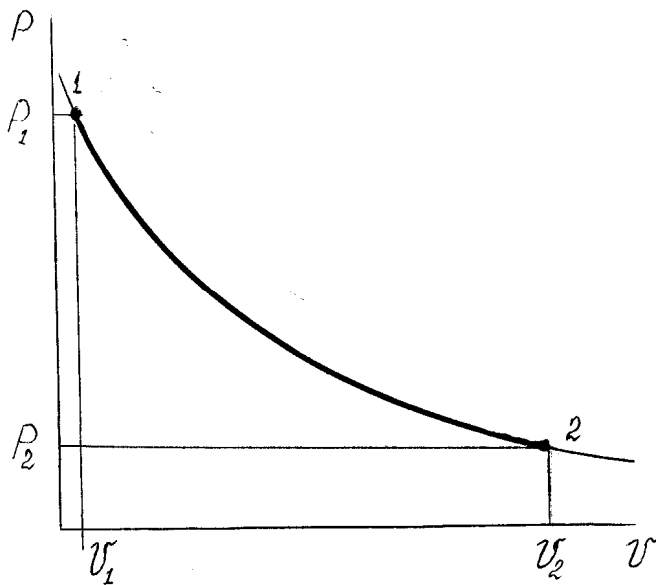


Рис.8.5.

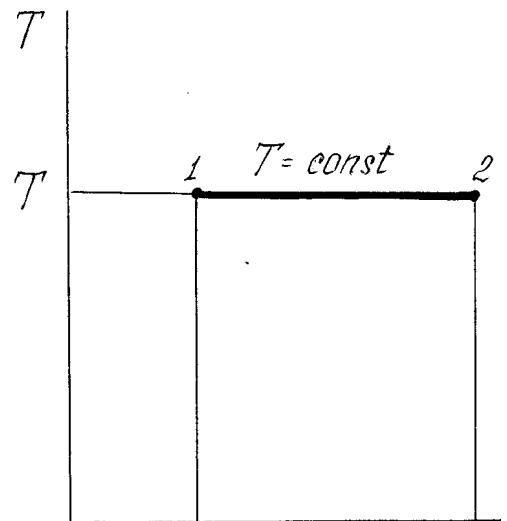


Рис.8.6

2. Залежність між основними параметрами

$$p_1 v_1 = p_2 v_2; p_2 = p_1 \frac{v_1}{v_2}; p = p_1 \frac{v}{v_2}; v_2 = v_1 \frac{p_1}{p_2}; v = v_1 \frac{p}{p_1}. \quad (8.15)$$

В ізотермічному процесі тиск від питомого об'єму, а також питомий об'єм від тиску залежать обернено пропорційно.

3. Оскільки в ізотермічному процесі $T = \text{const}$ зміни температури не відбувається, то не відбувається зміна внутрішньої енергії.

$$\Delta u = 0.$$

4. Питома робота зміни об'єму l визначається згідно з формулою (8.2)

В цю формулу треба підставити тиск як функцію питомого об'єму. Отож :

$$pv = p_1 v_1; p = p_1 v_1 \frac{1}{v}; p dv = p_1 v_1 \frac{dv}{v} \quad . \quad (8.16)$$

Початкові значення p_1 та v_1 як правило відомі, тому при інтегруванні виразу (8.2) їх можна вважати постійними. Тоді :

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} \quad . \quad (8.17)$$

Це означає, що робота в ізотермічному процесі залежить від питомого об'єму за логарифмічним законом.

Оскільки зміна температури у процесі $T = \text{const}$ не відбувається, то згідно із 1-м законом термодинаміки вся підведена у процес теплота йде на здійснення роботи проти зовнішніх сил.

5. Кількість питомої теплоти, що приймає участь у процесі $T = \text{const}$.

Оскільки температура робочого тіла не змінюється, незалежно від кількості підведеної теплоти, то становиться ясно, що в формулі

$q = c_t \Delta t$, де c_t – питома теплоємність в ізотермічному процесі, $c_t = \pm \infty$, тобто права частина формули являє собою невизначеність типу $\infty \times 0$ і її використовувати не треба.

Кількість питомої теплоти визначають за допомогою формули

$$q = T(s_2 - s_1) \quad . \quad (8.18)$$

Графічно кількість питомої теплоти зображується на рис.8.6 прямокутником $12s_2s_1$.

6. Зміни ентальпії не відбувається, оскільки не відбувається зміна температури робочого тіла.

7. Зміна питомої ентропії визначається згідно з виразами (8.5) та (8.6)

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (8.19)$$

або

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{p_1}{p_2} \quad . \quad (8.20)$$

8.5. Адіабатний (ізоентропійний) процес.

В інженерній практиці мають місце термодинамічні процеси, які відбуваються ізольовано від навколишнього середовища, тобто без підводу чи відводу теплової енергії. Ці процеси прийнято називати адіабатними (ізоентропійними). Перший закон термодинаміки у цьому випадку приймає такий запис :

$$dq = 0 = du + dl = du + p dv$$

або

$$du = -pdv \quad (8.21)$$

Це означає, що робота зміни об'єму робочого тіла здійснюється за рахунок його внутрішньої енергії.

1. Виведемо рівняння адіабатного процесу

Із 1-го закону термодинаміки маємо:

$$c_v dT + pdv = 0 \quad (8.22)$$

$$c_p dT - vdp = 0 \quad (8.23)$$

Розділимо друге рівняння на перше :

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = - \frac{vdp}{pdv} \quad . \quad \text{Позначимо} \quad k = \frac{c_p}{c_v} \quad . \quad \text{Тоді}$$

$$k \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p} \quad (8.24)$$

Інтегруючи цей вираз, маємо при $k = \text{const}$

$$k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}, \quad k \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (8.25)$$

Потенціюючи останнє рівняння, отримаємо :

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k = \frac{p_1}{p_2}; \quad p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \quad .$$

Узагальнюючи, знайдемо рівняння адіабатного процесу :

$$pv^k = \text{const} \quad .$$

(8.26)

Це є вираз нерівнобокої гіперболи (рис.8.7)

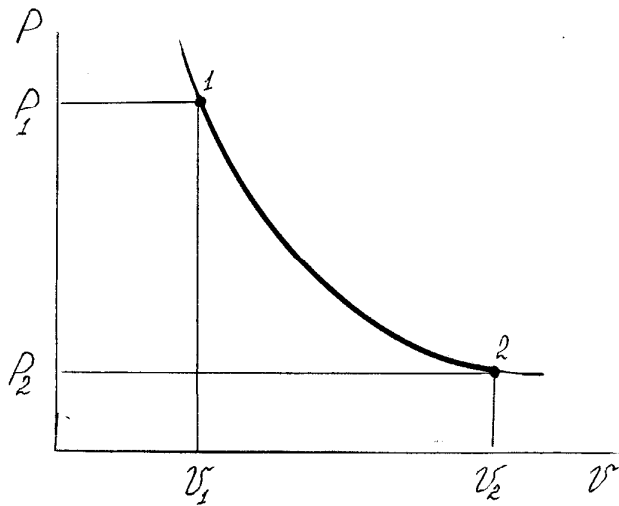


Рис.8.7

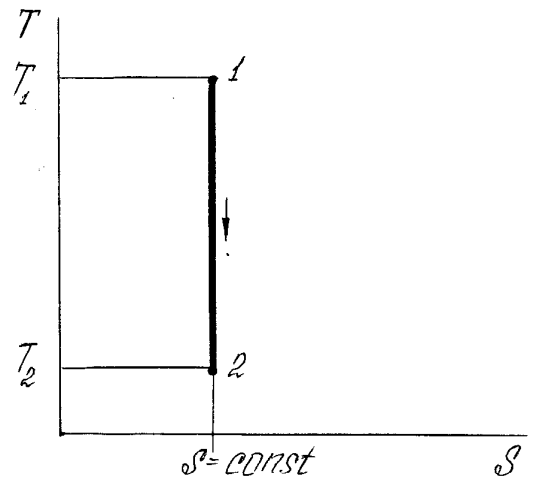


Рис.8.8

На діаграмі T_s адіабатний процес представлено прямою 1–2, паралельною осі T . У формулі (8.26) показник $k = \frac{c_p}{c_v}$ називається показником адіабати. Він залежить від атомності газів і становить для ідеальних газів :

одноатомних 1,67,

двохатомних 1,40,

трьохатомних 1,29.

При зміні температури k майже не змінюється. Це легко пояснити :

c_p та c_v залежить від температури однаково (бо $c_p = C_v + R$), а $k = \frac{c_p}{c_v}$.

2. Залежність між основними параметрами.

Із рівняння адіабати витікає

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k \text{ або } \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}, \text{ звідки}$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k ; v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} .$$

Взагалі, для кінцевого стану маємо :

$$p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^k ; v = v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{k}} . \quad (8.27)$$

Запишемо рівняння стану для початку та кінця процесу :

$$p_1 v_1 = RT_1, p_2 v_2 = RT_2.$$

Розділимо друге рівняння на перше :

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{RT_2}{RT_1}$$

Використовуючи (8.27) , отримуємо :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{v_2}{v_1} \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} ; T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} ; T = T_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^{k-1} \quad (8.28)$$

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

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} ; T = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} . \quad (8.29)$$

3. Зміна питомої внутрішньої енергії визначається згідно з формулою (8.1)

4. Питома робота зміни об'єму газу.

Взагалі ця робота виражається як :

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

Для адіабатного процесу згідно з формулою (8.27)

$$p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^k$$

Тоді

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^k dv = p_1 v_1^k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^k} = \frac{p_1 v_1^k}{1-k} (v_2^{1-k} - v_1^{1-k}) =$$

$$\frac{p_1 v_1^k}{k-1} (v_1^{1-k} - v_2^{1-k}) = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad (8.30)$$

5. Питома теплота процесу.

Згідно із визначенням адіабатного процесу $q = 0$.

6. Зміна питомої ентальпії визначається загальною формулою (8.4).

7. Зміна питомої ентропії не відбувається, бо

$$ds = \frac{dq}{T}, \text{ а } dq = 0.$$

8.6. Політропний процес.

У розглянутих раніше процесах мали місце певні ознаки, коли якась фізична величина являється постійною:

ізохорний – об'єм,

ізобарний – тиск,

ізотермічний – температура,

адіабатний – ентropія.

Наряду з такими процесами можна виявити іще нескінченну множину процесів, у яких є інші ознаки щодо постійності фізичних величин.

Умовились : кожний термодинамічний процес ідеального газу, у якому питома теплоємність являється постійною величиною, називати *політропним* , а лінію процесу *політропою* .

Всі розглянуті раніше процеси, якщо вони відбуваються при $c = const$, являються окремими випадками політропного процесу.

1. Виведення рівняння політропи.

До обставини, що в політропному процесі теплоємність робочої речовини має бути постійною, треба додати те, що вона може приймати різноманітні значення у межах

$$-\infty \leq C_n \leq +\infty ,$$

де C_n - теплоємність робочої речовини у політропному процесі.

Кількість питомої теплоти, яка приймає участь у політропному процесі :

$$q_n = c_n (t_2 - t_1) \quad \text{і} \quad dq = c_n dt.,$$

де c_n – питома теплоємність політропного процесу.

Згідно з 1 –м законом термодинаміки :

$$dq = c_n dT = c_p dT - v dp,$$

$$dq = c_n dT = c_v dT + p dv.$$

Із цих рівнянь маємо

$$(c_n - c_p) dT = -v dp,$$

$$(c_n - c_v) dT = p dv,$$

або, поділивше перше рівняння на друге, запишемо

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = - \frac{v dp}{p dv}.$$

Позначимо

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}, \quad (8.31)$$

тоді маємо

$$n \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}.$$

Інтегрування цього виразу дає для процесу 1 – 2

$$n \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Подальше потенціювання приводить до

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n = \frac{p_1}{p_2}; \quad p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

Узагальнюючи, запишемо

$$p v^n = \text{const} \quad (8.32)$$

Отримане рівняння називається рівнянням політропного процесу. Число n називається показником політропи.

2. Залежність між основними параметрами.

Оскільки рівняння політропи відрізняється від рівняння адіабати тільки значенням показника n , то всі співвідношення між основними параметрами можна представити формулами, аналогічними адіабатному

$$\text{процесу } p = p_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^n ; v = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} ; T = T_1 \left(\frac{v_1}{v} \right)^{n-1} ; T = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (8.33)$$

3. Зміна питомої внутрішньої енергії визначається згідно з формулою (8.1).

4. Питома робота зміни об'єму газу визначається як і для адіабатного процесу, тільки треба змінити показник k на показник n .

Для адіабатного процесу

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

для політропного

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) . \quad (8.34)$$

5. Кількість питомої теплоти процесу.

Це питання потребує визначення питомої теплоємкості політропного процесу. Отже, маючи на увазі формулу (8.31) визначимо цю теплоємність :

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}, \text{ звідки } c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}, \quad (8.35)$$

бо

$$c_n - c_p = n(c_n - c_v) ; c_n - k c_v = n c_n - n c_v$$

$$c_n(n-1) = c_v(n-k) \quad \text{і} \quad c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}.$$

Підставляючи у рівняння (8.35) конкретні значення показника n для окремих випадків, будемо мати відповідні значення питомої теплоємко-

сті тих процесів, які були розглянуті раніше. Показник n визначається, ґрунтуючись на рівняння стану

$$pv = RT.$$

Отже,

$$v = \text{const}, n = \pm\infty, \quad c_n = c_v;$$

$$p = \text{const}, n = 0, \quad c_n = kc_v = p;$$

$$T = \text{const}, n = 1, \quad c_n = \pm\infty;$$

$$s = \text{const}, n = \kappa, \quad c_n = 0.$$

Як і завжди, кількість питомої теплоти, яка бере участь у процесі визначається загальною формулою (8.3).

6. Зміна питомої ентальпії визначається загальною формулою (8.4) .

7. Зміна питомої ентропії визначається загальними формулами (8.5) та (8.6). Мається і такий підхід до цього питання

$$ds = \frac{dq}{T} = c_n \frac{dT}{T}.$$

Оскільки $c_n = \text{const}$, то для процесу 1 – 2

$$s_2 - s_1 = c_n \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

ГЛАВА 9. ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ.

Зміст.

- 9.1 Взаємоперетворення теплоти і роботи.
- 9.2 Кругові термодинамічні процеси (цикли).
- 9.3 Термічний коефіцієнт корисної дії.
- 9.4 Холодильний коефіцієнт циклів.
- 9.5 Прямий оборотний цикл Карно.
- 9.6 Зворотний оборотний цикл Карно.
- 9.7 Узагальнений цикл Карно.

9.1. Взаємоперетворення теплоти і роботи.

Перший закон термодинаміки являється окремим випадком формулювання загального закону збереження та перетворення енергії. Згідно з цим законом теплота може перетворюватись у роботу, а робота – в теплоту. Але зміст цього закону не розглядає питання про те, чи буде відбуватись перехід теплоти від нагрітого тіла до холодного, або навпаки.

Це означає, що перший закон термодинаміки дає тільки кількісну оцінку переходу енергії із одного стану в інший.

Із досвіду відомо, що:

1) передача теплоти від нагрітого тіла до середовища, яке має меншу температуру, буде відбуватися мимовільно до повної теплової рівноваги системи тіло-середовище;

2) передача теплоти від холодного тіла у більш нагріте навколишнє середовище може бути здійснена тільки за рахунок затрати роботи.

Отже, між теплотою та роботою існує принципова різниця, хоча в обох випадках одиниця виміру кількості енергії однакова – кДж .

Робота легко і повністю перетворюється в теплоту.

Приклад.

9.1.1 Тверде тіло масою m підтримується на висоті h відносно умовного нульового горизонту. Воно має потенційну енергію положення у просторі, яка дорівнює mgh . Раптом йому дозволяють вільно падати на ґрунт. У момент до співударяння з поверхньою ґрунту швидкість тіла приймає значення w . При цьому потенційна енергія положення тіла у просторі в момент удару дорівнює 0. Має місце енергетичний баланс

$$mgh = \frac{mw^2}{2}.$$

Один вид енергії – потенційний mgh перетворився в інший – кінетичний $\frac{mw^2}{2}$. При цьому ми знехтували тертям тіла об повітря, чого не можна робити при великих значеннях h .

При співударі твердого тіла об ґрунт відбувається робота тертя частинок ґрунту між собою, тертя тіла об ґрунт, деформації тіла, деформації ґрунту і т.д. Тобто відбувається робота тертя та деформації (ми знову нехтуємо такими видами енергії, як акустичні хвилі, теплове випромінювання та ін.). Після здійснення зазначеної роботи видимого переміщення не спостерігається. Куди поділась механічна робота? Вона повністю перетворилась у теплову енергію.

Можна навести багато інших аналогічних випадків, але висновок один: робота легко і повністю перетворюється у теплоту.

Зовсім по-іншому відбувається перетворення теплоти у роботу (наприклад, у теплових машинах). Вся теплота не може бути перетворена у механічну роботу. Кожна теплова машина має свій коефіцієнт корисної дії, який визначає долю витраченої теплоти, яка пішла на виконання корисної роботи. Решта теплоти іде на виконання непотрібної роботи (тертя та ін.), яка знову перетворюється у теплоту.

Другий закон термодинаміки дозволяє визначити напрямок потоку тепла та встановлює максимально можливу границю перетворення теплоти в роботу в теплових машинах. Цей закон не обмежений рамками техніки. Він має застосування також у фізиці, хімії, біології, астрономії та ін.

Є декілька формулювань другого закону термодинаміки. Одна з найбільш поширених: не вся теплота, отримана від тепловіддача, може перейти в роботу. Частина теплоти має перейти в теплоприймач.

Це означає, що для отримання роботи потрібні два джерела теплоти: один – з високою температурою (тепловіддавач), а інший – із низькою температурою (теплоприймач).

9.2 Кругові термодинамічні процеси (цикли).

Припустимо, що процес розширення газу відбувається у циліндрі. Газ, що розширюється, давить на поршень, внаслідок чого виконується корисна технічна робота. Однак, при одноразовому розширюванні виконується обмежена кількість роботи. Для повторного отримання роботи треба повернути робоче тіло у початковий стан.

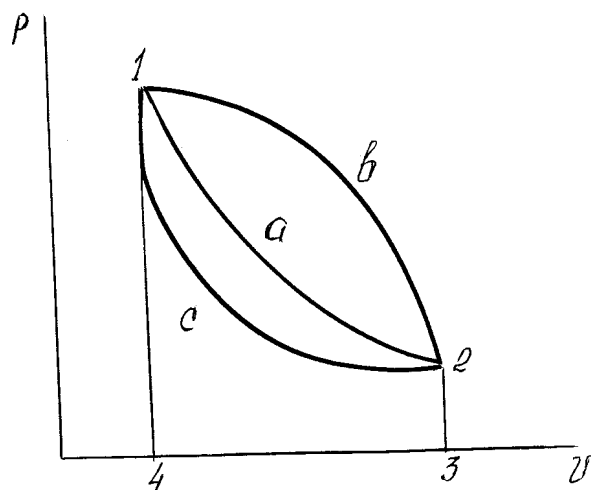


Рис. 9.1

На рис. 9.1 видно: коли робоче тіло розширюється по лінії $1a2$, то воно виконує роботу, що схематично зображена площею $1a234$. При досягненні точки 2 робоче тіло має бути повернуте у початковий стан 1 для того, щоб воно змогло здійснити повторну роботу. Процес повертання робочого тіла у початковий стан може бути виконаний трьома способами:

1 – лінія стискання $2a1$ співпадає із лінією розширення $1a2$; робота розширення дорівнює роботі стискання, позитивна робота циклу дорівнює 0;

2 – лінія стискання робочого тіла $2c1$ розташована під лінією розширення $1a2$; у цьому круговому процесі робота розширення $1a234$ більше роботи стискання $2c143$; виконується позитивна робота $1a2c1$;

3 – лінія стискання $2b1$ розташована над лінією розширення $1a2$; при стисканні витрачається робота (пл. $2b143$) більша, ніж робота розширення (пл. $1a234$); такий процес можна здійснити тільки завдяки підводу деякої додаткової енергії у процес.

Повторюючи достатню кількість циклів, можна за рахунок підведеної теплоти отримати необхідну кількість роботи.

Цикл, в результаті якого отримується позитивна робота, називається *прямим циклом (або циклом теплового двигуна)*.

Цикл, в результаті якого витрачається робота, називається *зворотним*. По цим циклам діють холодильні машини.

Якщо хоча б один із процесів, які входять у склад цикла, є *необоротним*, то весь цикл буде необоротним.

9.3 Термічний коефіцієнт корисної дії теплової машини.

Розглянемо прямий цикл (рис. 9.2).

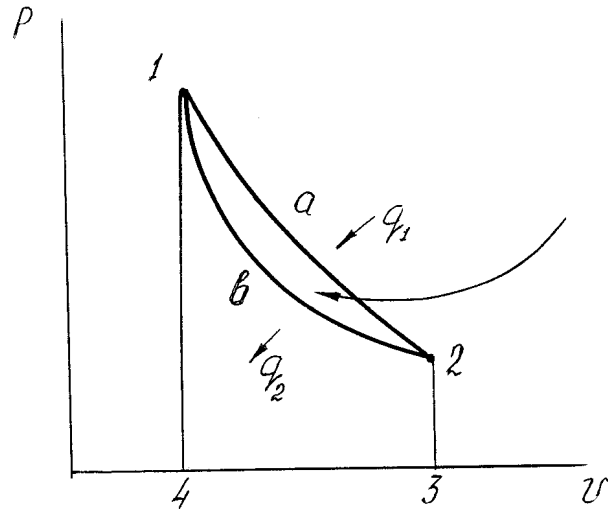


Рис. 9.2

Робоче тіло знаходиться у стані 1. В результаті підводу теплоти q_1 , а також частково за рахунок своєї внутрішньої енергії, тіло розширюється по лінії $1a2$. При цьому виконується питома робота l_1 , що дорівнює пл. $1a234$. На шляху витрачається питома робота l_2 , що дорівнює пл. $2b143$. Частина цієї роботи у вигляді теплоти q_2 відводиться у теплоприймач, а інша іде на підвищення внутрішньої енергії робочого тіла до початкового стану.

В результаті здійснюється прямий цикл, у якому позитивна робота $l = l_1 - l_2$ віддається назовні.

Співвідношення між питомими кількостями теплоти q_1 і q_2 та позитивною питомою роботою визначається першим законом термодинаміки.

$$q_1 = u_1 + l_1; \quad q_2 = u_2 + l_2.$$

Теплота, яка витрачається на виконання циклу

$$q = q_1 - q_2 = (u_1 - u_2) + (l_1 - l_2) = \Delta u + l. \quad (9.1)$$

Оскільки у циклі кінцевий стан тіла співпадає із початковим, то

$$\Delta u = 0. \text{ Отже, } q_1 - q_2 = l. \quad (9.2)$$

При розгляданні роботи теплової машини виникає питання про доцільність такої машини. Ця доцільність характеризується коефіцієнтом ко-

рисної дії (К.К.Д.). Це є відношення питомої кількості теплоти, перетвореної у позитивну роботу, до загальної кількості теплоти, підведеної до робочого тіла. У технічній термодинаміці цей коефіцієнт для теплових машин називається *термічним коефіцієнтом корисної дії прямого циклу*

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l}{q_1}. \quad (9.3)$$

Кількісне значення η_t являється показником досконалості циклу теплового двигуна. Чим більше значення η_t , тим більша частина підведеної питомої теплоти переводиться у роботу. Термічний коефіцієнт корисної дії завжди < 1 , оскільки він міг би дорівнювати 1 тільки у двох випадках: $q_1 = \infty$, або $q_2 = 0$, що на практиці недосяжне.

Отриманий вираз для η_t показує, що чим більше різниця $q_1 - q_2$, тим більше ефективність теплового циклу.

9.4 Холодильний коефіцієнт циклів.

Розглянемо зворотній (холодильний) цикл. У цій ситуації (рис. 9.3)

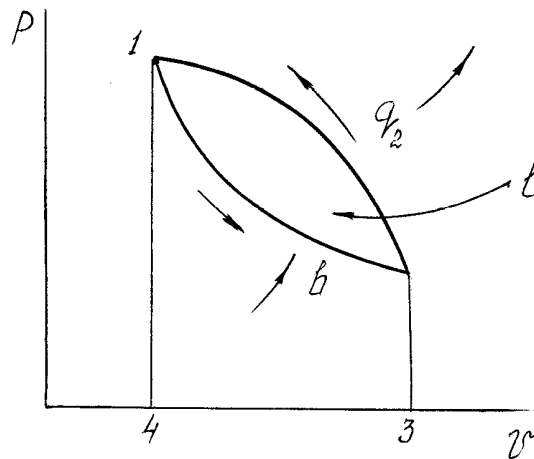


Рис. 9.3

повертання робочого тіла із стану 2 у стан 1 вимагає здійснення роботи $2a143$, яка перевершує роботу розширення $1b234$. При цьому робота

стискання перевершує роботу розширення і відбувається при параметрах більш високих, ніж при розширенні.

У такому циклі від теплоприймача до робочого тіла підводиться питома кількість теплоти q_1 і витрачається питома кількість роботи l , що переходить у адекватну кількість теплоти, яка добавляється до теплоти q_2 і віддається до тепловіддача. Отож, $q_2 = q_1 + l$.

Без затрати роботи l такий процес здійснити неможливо.

Ступінь досконалості холодильного циклу визначається холодильним коефіцієнтом

$$\varepsilon = \frac{q_1}{l} . \quad (9.4)$$

Ця величина по практичним даним, як правило, більша 1.

9.5 Прямий оборотний цикл Карно.

Прямий оборотний цикл Карно складається з двох оборотних ізотермічних та двох оборотних адіабатичних процесів. Він відбувається між двома джерелами теплоти, які мають сталу температуру. Такий цикл вперше був розглянутий французьким інженером Саді Карно у 1824 р. Цей цикл зображено на рис. 9.4 та рис. 9.5.

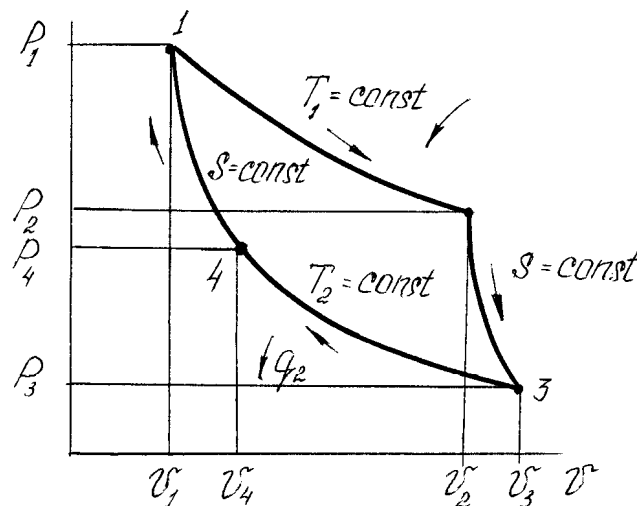


Рис. 9.4

Отож,

1-2 – ізотермічне розширення робочого тіла ($T_1 = \text{const}$)

$$p_1, v_1, T_1 \rightarrow p_2, v_2, T_1 ;$$

2-3 – адіабатне розширення ($s = \text{const}$)

$$p_2, v_2, T_1 \rightarrow p_3, v_3, T_2 ;$$

3-4 – ізотермічне стиснення ($T_2 = \text{const}$)

$$p_3, v_3, T_2 \rightarrow p_4, v_4, T_2 ;$$

4-1 – адіабатне стиснення

$$p_4, v_4, T_2 \rightarrow p_1, v_1, T_1 .$$

На діаграмі Ts оборотний цикл Карно зображується прямокутником (рис. 9.5) 1234

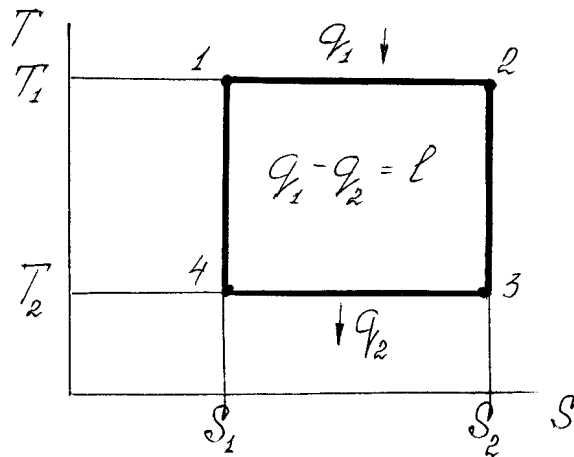


Рис. 9.5

Всі розглянуті вище процеси 1-2, 2-3, 3-4, 4-1 на діаграмі Ts представлені прямими лініями, де $T = \text{const}$ або $s = \text{const}$.

За весь цикл від тепловіддавача до робочого тіла буде передано кількість теплоти q_1 , а в теплоприймач від робочого тіла була відведена кількість теплоти q_2 . Різниця $q_1 - q_2$ іде на виконання питомої роботи циклу l .

Термічний К.К.Д. циклу

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (9.5)$$

Після деяких математичних перетворень приходимо до висновку:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (9.6)$$

Останній вираз показує, що К.К.Д. оборотного циклу Карно залежить тільки від абсолютних температур тепловіддача та теплоприймача. Він буде тим більше, чим буде більшою різниця температури між цими джерелами. Термічний К.К.Д. циклу Карно завжди менше 1, бо для отримання $\eta_t = 1$ треба: $T_1 = \infty$, або $T_2 = 0$, що нездійснювано.

Термічний коефіцієнт циклу Карно не залежить від природи робочої речовини і має найбільше значення, порівняно із К.К.Д. будь-якого процесу, виконаного в однаковому інтервалі температури.

Цикл Карно є ідеальним і в реальних машинах його створити неможливо. А все-таки, він служить еталоном при оцінці досконалості будь-яких циклів теплових двигунів.

9.6 Зворотний оборотний цикл Карно.

Цикл Карно може відбуватися як у прямому, так і зворотному напрямках. На рис. 9.6 в діаграмі $p-v$ приведено зворотний цикл Карно. Розглянемо його детально.

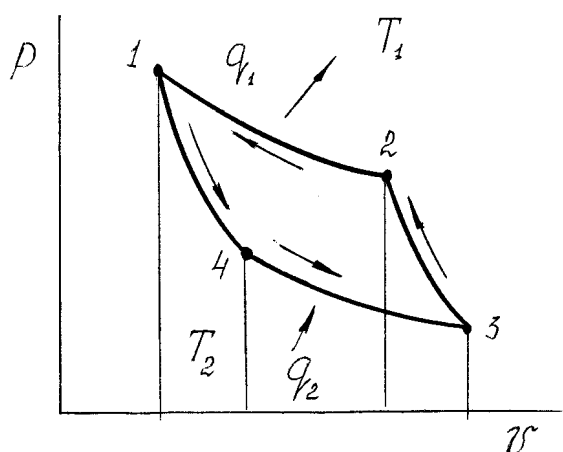


Рис. 9.6

У даному випадку маємо два теплових джерела : q_1 та q_2 . Ці джерела діють відповідно при температурах T_1 та T_2 , при цьому $T_1 > T_2$. Завданням розглядуваного циклу є передача теплоти від джерела з нижчою температурою T_2 до джерела з більш високою температурою T_1 .

1-4 – адіабатне розширення

$$p_1, v_1, T_1 \rightarrow p_4, v_4, T_2;$$

4-3 – ізотермічне розширення

$$p_4, v_4, T_2 \rightarrow p_3, v_3, T_2 ;$$

3-2 – адіабатне стиснення

$$p_3, v_3, T_2 \rightarrow p_2, v_2, T_1 ;$$

2-1 – ізотермічне стиснення

$$p_2, v_2, T_1 \rightarrow p_1, v_1, T_1 .$$

У цьому циклі зовнішня робота стиснення більше роботи розширення на величину пл. l (у середині замкнутої лінії процесу).

Ця робота перетворюється у теплоту і передається разом з теплотою q_2 до джерела, яке має температуру T_1 .

У цілому теплота, отримувана теплоприймачем

$$q_1 = q_2 + l . \quad (9.7)$$

Машина, яка працює по зворотному циклу, називається холодильною.

Характеристикою роботи холодильних машин є холодильний коефіцієнт

$$\mathcal{E} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l} . \quad (9.8)$$

Для зворотного оборотного циклу Карно

$$\mathcal{E} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} . \quad (9.9)$$

Холодильний коефіцієнт зворотного оборотного циклу Карно залежить від абсолютних температур T_2 та T_1 джерел тепла і має найбільше значення порівняно із холодильним коефіцієнтом інших холодильних циклів, що відбуваються у тих же температурних інтервалах.

Із розглядання змісту зворотного циклу Карно витікає, що передача тепла від джерела з низькою температурою до джерела з високою температурою обов'язково вимагає затрат механічної енергії.

9.7 Узагальнений цикл Карно.

Із попереднього ясно, що отримати термічний К.К.Д. будь-якої машини більш високий, ніж циклу Карно, неможливо. А все ж можна здійснити інші оборотні цикли (при деяких додаткових умовах), які мають К.К.Д., однаковий із К.К.Д. циклу Карно. Такими циклами являються узагальнені або регенеративні. Розглянемо цикл, представлений на рис. 9.7 в T - s координатах.

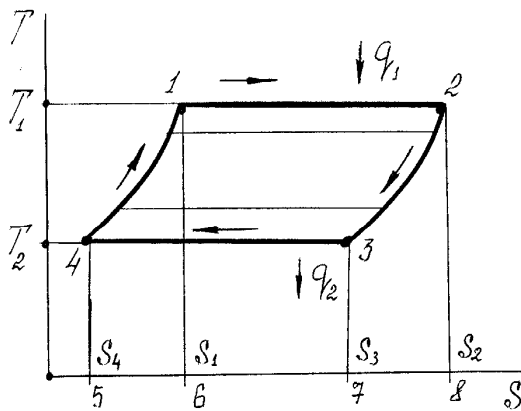


Рис. 9.7

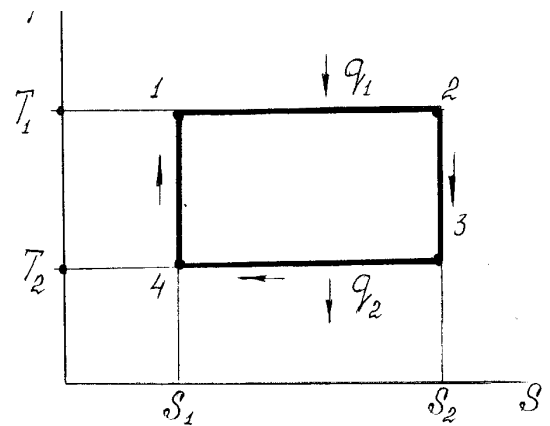


Рис. 9.8 Цикл Карно в T - s координатах.

Для порівняння на рис. 9.8 показано цикл Карно. Аби здійснити цикл рис. 9.7 необхідно:

1 – 1-2 та 3-4 являються процесами ізотермічного підводу q_1 та відводу теплоти q_2 .

2 – процеси 2-3 та 4-1 адекватні (тобто еквідистантні); еквідистантність полягає у тому, що довільно вибрані паралельні відрізки ab та cd мають однакову довжину, а це значить, що при накладанні лінії 2-3 на лінію 4-1 вони співпадуть. Остання обставина являється якраз тією додатковою умовою, яка необхідна для виконання узагальненого циклу. В силу цієї умови $пл. 2873 = пл. 4165$.

Отже, маємо

1-2 – ізотермічний підвід теплоти у кількості $q_1 = T_1 (s_2 - s_1)$, робоче тіло розширюється;

2-3 – виконується деякий процес розширення за рахунок теплоти, яка дорівнюється $пл. 2873$;

3-4 – робоче тіло ізотермічно стискається, віддаючи у теплоприймач кількість теплоти $q_2 = T_2 (s_3 - s_4)$;

4-1 – стискання до первинного стану 1, пов'язане з поглинанням питомої кількості теплоти, що дорівнює $пл. 4165$.

Оскільки, по умові, виділена теплота (*процес 2-3*) та поглинута (*процес 4-1*) однакові, то вони взаємно вилучають одна іншу. Інакше кажучи, відбувається регенерація теплоти (те, що віддали, те повернули).

Тому в циклі 1234 дійсними зовнішніми джерелами теплоти являються тільки тепловіддавач з температурою T_1 та теплоприймач із температурою T_2 . Робота циклу здійснюється за рахунок різниці $q_1 - q_2$. Дійсно,

$$l = q_1 - q_{2-3} - q_2 + q_{4-1}, \text{ але}$$

$$q_{2-3} = q_{4-1}, \text{ тоді}$$

$$l = q_1 - q_2.$$

Коефіцієнт корисної дії циклу (термічний)

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (9.10)$$

тобто термічний коефіцієнт корисної дії узагальненого (регенеративного) циклу дорівнює К.К.Д. циклу Карно.

Але регенеративний цикл можна здійснити тільки при наявності *регенераторів* теплоти, які взаємно компенсують один одного. Тому такий *узагальнений* цикл називається *регенеративним*.

Регенеративний цикл на практиці здійснюється у теплосилових установках.

ГЛАВА 10. ВОДЯНА ПАРА.

Зміст.

10.1 Загальні визначення водяної пари.

10.2 Насичена пара.

10.3 Параметри води та сухої насиченої пари.

10.4 Параметри вологої насиченої водяної пари.

10.5 Параметри перегрітої водяної пари.

10.6 Ентропія води та водяної пари.

10.1 Загальні визначення водяної пари.

У промисловості має широке застосування пари різних речовин: води, аміаку, вуглекислої та ін. Найбільше застосування має водяна пара, яка являється робочім тілом у парових турбінах, парових машинах, атомних установках, різноманітних теплообмінниках і т.д.

Перед тим, як перейти до вивчення властивостей водяної пари, розглянемо основні визначення, зв'язані із фазовими переходами речовини.

10.1.1 *Пароутворення* – процес переходу речовини із рідкого у газоподібний стан.

10.1.2 *Випаровування* – пароутворення, яке відбувається завжди, при будь-якій температурі з вільної поверхні рідини або твердого тіла.

10.1.3 *Кипіння* – пароутворення, яке відбувається як на вільній поверхні рідини, так і у середині.

10.1.4 *Конденсація* – перехід речовини із газоподібного стану в рідкий або твердий.

10.1.5 *Конденсат* – рідина, отримана при конденсації пари.

10.1.6 *Сублімація* – процес переходу твердої речовини безпосередньо у пару (приклад: вуглець).

10.1.7 *Десублімація* – зворотній процес до сублімації.

10.2 Насичена пара.

Якщо пароутворення рідини відбувається у необмеженому просторі, то вся вона може перетворитися у пару. Якщо пароутворення здійснюється у закритій посудині, то молекули, які вилітають із рідини, заповнюють вільний простір над нею, при цьому частина молекул, що „вирвалися”, повертається у рідину, наступає рівновага.

В такий момент у просторі над рідиною буде знаходитись максимально можлива кількість молекул цієї рідини. Цей стан називається „насиченим”. Пара, яка прилягає до рідини, знаходиться з нею у термічній та масовій рівновазі і називається *насиченою парою*.

10.2.1 *Суха насичена пара.*

Насичена пара, у якій відсутні завислі високодисперсні (найдрібніші) частки рідкої фази, називається *сухою парою*. Стан сухої пари визначається тільки одним параметром – тиском, питомим об’ємом, або температурою.

10.2.2 *Волога насичена пара..*

Насичена пара, у якій знаходиться високодисперсні частинки рідкої фази, рівномірно розповсюдженої по всьому об’єму пари, називається *вологою насиченою парою*.

10.2.3. *Міра сухості пари.*

Ця величина кількісно характеризує наявність у вологій парі частинок рідини. Вона являє собою відношення маси сухої насиченої пари до всієї маси вологої насиченої пари:

$$X = \frac{\text{маса сухої пари у вологій парі}}{\text{маса вологої пари}}$$

10.2.4. *Міра вологості пари.*

Ця величина являє собою масову долю киплячих частинок рідини у вологій парі. Вона дорівнює $(1 - x)$. Для киплячої рідини при температурі насичення $x = 0$, а для сухої насиченої пари $x = 1$. Тобто, міра сухості пари може змінюватись від 0 до 1, а міра вологості, відповідно, від 1 до 0.

Стан вологої пари звичайно визначають двома величинами: температура (або тиск) і міра сухості.

10.2.5. Перегріта водяна пара..

Якщо при $P = \text{const}$ підігрівати суху насичену пару, отримаємо перегріту пару. При цьому її температура буде зростати по мірі підводу теплоти. Перегріта пара при даному тиску має більш високу температуру та питомий об'єм, ніж суха насичена пара. Отримати перегріту пару над поверхнею рідини неможливо. У котельних установках для цього застосовують спеціальний пристрій – пароперегрівач.

Стан перегрітої пари, як і любого газу, визначається трьома параметрами (p , v , T). Перегріта пара тим ближче по властивостям до ідеального газу, чим вище його температура.

10.3. Параметри води та сухої насиченої пари.

10.3.1. Питомий об'єм води.

При температурі води, близько до 0°C можна приблизно вважати, що $v = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$.

З підвищенням тиску питомий об'єм киплячої води злегка змінюється. Наприклад, при тиску $p = 5 \text{ МПа}$ $v' = 0,0012859 \text{ м}^3/\text{кг}$, а при

$p=22\text{МПа}$, а $v' = 0,00269 \text{ м}^3/\text{кг}$.

10.3.2. Температура кипіння води.

Температура кипіння води t_s залежить від тиску. Чим вище тиск, тим вище температура кипіння і навпаки. При даному тиску температура залишається сталою до тих пір, доки не перетвориться у пару остання капля води. У цьому кінцевому стані отримується суха насичена пара.

10.3.3. Питома кількість теплоти, яка втрачається на нагрівання води від 0° до температури кипіння при відповідному тиску

$$q = i' - i_0, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \quad (10.1)$$

де i' – питома ентальпія киплячої рідини;

i_0 – теж саме при $t \approx 0^\circ\text{C}$.

Треба мати на увазі, що у технічній термодинаміці значення питомої внутрішньої енергії, ентальпії та ентропії у стані потрійної точки прийнято вважати як нульове, тобто:

$$s_0 = 0; i_0 = 0; u_0 = 0.$$

10.3.4. *Ентальпія киплячої води* визначається по тиску p_s або температурі насичення t_s і вибирається із таблиць для насиченої водяної пари. В той же час

$$i' = C'_p t_s \quad (10.2)$$

C'_p – питома теплоємність кип'ячої води при тиску p .

10.3.5. *Питома внутрішня енергія киплячої води* визначається загальною формулою

$$i = u + pv, \quad \text{звідки} \quad (10.3)$$

$$u' = i - pv', \quad (10.4)$$

де i' та v' – визначаються по таблицям і відповідають стану кипіння.

10.3.6. *Питома теплота пароутворення.*

Для перетворювання води у пару треба витратити певну кількість теплоти. Кількість теплоти, витраченої на пароутворення одного кілограму води при температурі насичення t_s до стану сухої насиченої пари називається *питома теплота пароутворення*.

Це конкретна величина для кожної рідини, вона визначається літерою r і залежить від тиску або температури насичення.

Питома теплота пароутворення r витрачається на:

1 – зміна внутрішньої потенціальної енергії, тобто на роботу роз'єднання (дисгрегації) молекул ρ ;

2 - зовнішня робота розширення насиченої пари від стану v' , коли міра сухості $x = 0$ до стану v'' , коли міра сухості дорівнює $x = 1$;

ця робота є:

$$p (v'' - v') = \psi \quad . \quad (10.5)$$

У технічній термодинаміці прийнято називати ρ – внутрішня, а ψ – зовнішня теплота пароутворення.

Таким чином:

$$r = \rho + p (v'' - v') = \rho + \psi \quad . \quad (10.6)$$

Для інженерних розрахунків складено таблиці (на основі теоретичних та практичних даних), із яких можна для стану насичення визначити:

$$p_s, t_s, v'', \rho, i', i'', r, s', s''.$$

10.3.7 Питома ентальпія сухої насиченої пари.

$$i'' = i' + r \quad . \quad (10.7)$$

10.3.8 Питома внутрішня енергія сухої насиченої пари.

$$u'' = i'' - p v'' \quad . \quad (10.8)$$

Стан сухої насиченої пари визначається одним параметром – тиском або температурою.

10.4 Параметри вологої насиченої водяної пари.

В парових котлах над поверхньою випарування отримується тільки волога пара з різною мірою сухості. Стан вологої пари визначається тиском P_s або температурою t_s , а також мірою сухості x . Температура вологої пари дорівнює температурі кипіння рідини при даному тиску.

10.4.1 Питомий об'єм вологої пари v_x визначається як об'єм суміші, яка складається із сухої пари та води.

$$v_x = v''x + (1 - x) v' \quad . \quad (10.9)$$

Міра сухості пари у котлах досягає значень 0,9 – 0,96. Тому, об'ємом води $(1 - x)v'$ можна знехтувати. Тоді можна використовувати таку наближену формулу:

$$v_x \approx v''x . \quad (10.10)$$

10.4.2 . Питома ентальпія вологої пари .

$$i_x = i' + rx , \quad (10.11)$$

де i' – ентальпія кип'ячої води,

r – теплота пароутворення,

x – міра сухості,

rx – теплота пароутворення x -долі сухої пари.

10.4.3 Питома внутрішня енергія вологої пари.

У відповідності із загальною формулою

$$i = u + pv \quad (10.12)$$

маємо

$$u_x = i_x - pv_x . \quad (10.13)$$

Таким чином, стан вологої насиченої пари обов'язково залежить від міри його сухості та одного із основних параметрів – тиску або температури.

10.5 Параметри перегрітої водяної пари.

Перегріта пара відрізняється тим, що при даному тиску має більш високу температуру, ніж суха насичена пара. Перегріту пару отримують у спеціальному пристрої парового котла – *пароперегрівачі*. Із вологої пари шляхом подання до останньої деякої кількості теплоти.

У пароперегрівачі волога пара спершу перетворюється у суху, а потім – у перегріту пару. Наближено тиск пару у пароперегрівачі та котлі приймається в інженерних розрахунках однаковим.

На цей час в котельних установках температура перегрітої пари може досягати $550 - 600\text{ }^{\circ}\text{C}$.

10.5.1. Питома теплота перегріву – кількість теплоти, необхідної для перегріву 1 кг сухої насиченої пари до потрібної температури при сталому тиску. В інженерних розрахунках визначається так:

$$q_{nn} = c_{pm} \Big|_{t_s}^t (t - t_s), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \quad (10.14)$$

де $c_{pm} \Big|_{t_s}^t$ - середня питома масова теплоємність сухої пари в інтервалі температури $t_s \rightarrow t$;

t_s – температура кипіння (насичення) води при даному тиску;

t – температура перегрітої пари.

10.5.1 . Питома ентальпія перегрітої пари

$$i = i' + r + q_{nn}, \quad (10.15)$$

де

i' – питома ентальпія киплячої води ;

r – теплота пароутворення.

10.5.2. Питома внутрішня енергія перегрітої пари визначається у відповідності з загальною формулою

$$u = i - pv. \quad (10.16)$$

Питомий об'єм v визначається рівнянням стану.

10.6. Ентропія води та водяної пари.

В теплоенергетиці для виміру температури на території України прийнята шкала Цельсія. Такі параметри, як внутрішня енергія та ентальпія, прийнято вважати, що при температурі 0°C ($273,16\text{ K}$) вони дорівнюють нулю.

Також прийнято вважати, що питома масова теплоємність води при будь-якому тиску в інтервалі від потрійної точки до температури кипіння t_s наближено залишається сталою і рівною $4,19 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Маючи на увазі останнє положення та відомі співвідношення стосовно ентропії, запишемо для води:

$$ds = \frac{dq}{T}, \quad dq = c_{pm} dT. \quad (10.17)$$

Тоді

$$\begin{aligned} \Delta s \Big|_{273,16 \text{ К}}^{T_s} &= \int_{273,16 \text{ К}}^{T_s} \frac{dq}{T} = \int_{273,16 \text{ К}}^T \frac{c_{pm} dT}{T} = \\ &= c_{pm} \ln \frac{T}{273,16 \text{ К}}, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}. \end{aligned} \quad (10.18)$$

Таким чином, ентропія води у процесі нагрівання від 0°C до температури кипіння t_s змінюється по логарифмічному закону. При температурі кипіння t_s маємо:

$$s' = c_{pm} \ln \frac{T_s}{273,16} \quad (10.19)$$

Для визначення точних значень s' у довідковій теплоенергетичній літературі мають відповідні таблиці.

Розглянемо процес „нагрів води до закипання – випаровування – перегрів” на діаграмі Ts (рис. 10.1).

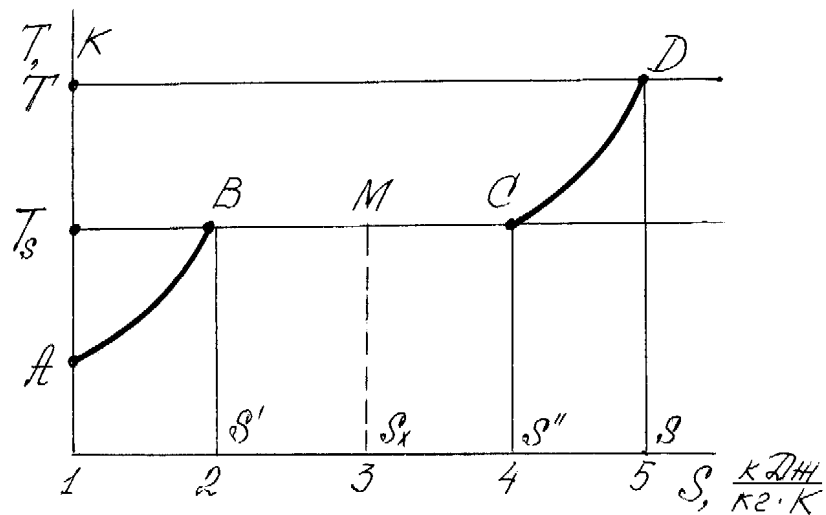


Рис. 10.1

Змінювання ентропії води в ізобарному процесі нагрівання від температури $273,16\text{ K}$ до температури кипіння T_s зображується кривою AB . Площа $AB\ 21$ представляє собою у визначеному масштабі питому ентальпію киплячої води i' .

Після підігріву води до температури кипіння T_s розпочинається процес пароутворення при сталих значеннях температури T_s та тиску p_s (лінія BC).

Площа $BC\ 42$ дорівнює теплоті пароутворення r

$$r = (s'' - s') T_s \quad . \quad (10.20)$$

Питома ентропія s'' сухої пари

$$s'' = s' + \frac{r}{T_s} \quad , \quad (10.21)$$

де s' – ентропія киплячої води при мірі сухості $x = 0$.

Точка C зображує закінчення пароутворення і являє собою стан сухої насиченої пари.

Якщо процес пароутворення не досягає стану сухої пари (наприклад, проміжна точка M при мірі сухості $x < 1$), то кількість підведеної теплоти визначається меншою площею, ніж площа $BC\ 42$ і становить

$$\text{пл. } BM\ 32 = (s_x - s) T_s = rx \quad , \quad (10.22)$$

або

$$s_x = s' + \frac{r}{T_s} x. \quad (10.23)$$

Міру сухості при даному тиску можна визначити як:

$$x = \frac{BM}{BC}, \text{ або } x = \frac{s_x - s'}{s'' - s'}. \quad (10.24)$$

Зміна ентропії у процесі перегріву пари від температури насичення T_s до температури перегріву T зображується кривою CD . Площа $CD 54$ виражає питому кількість перегріву пари $i - i''$.

Ентропію перегрітої пари знаходимо згідно із формулою

$$s = s' + \frac{r}{T_s} + \int_{T_s}^T \frac{di}{T} = s' + \frac{r}{T_s} + c_{pm} \ln \frac{T}{T_s}. \quad (10.25)$$

На практиці ентропію води, сухої та перегрітої пари вибирають із таблиць або діаграм водяної пари, що мають у кожному посібнику, який стосується теплоенергетики.

ЛІТЕРАТУРА

1. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. -М. Высшая школа, 1975.- 496с.
2. Рабинович О.М. Сборник задач по технической термодинамике. - М.: Машиностроение, 1969.- 367с.
3. Беляев Н.М. Термодинамика.- К.: Вища школа, 1987.- 344с.