

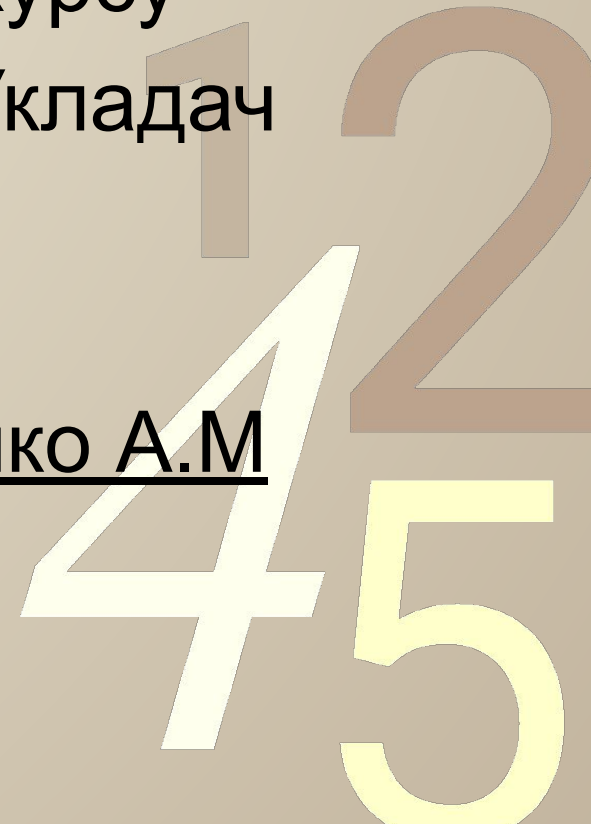
Енегетичні установки

Матеріали лекційного курсу

Укладач

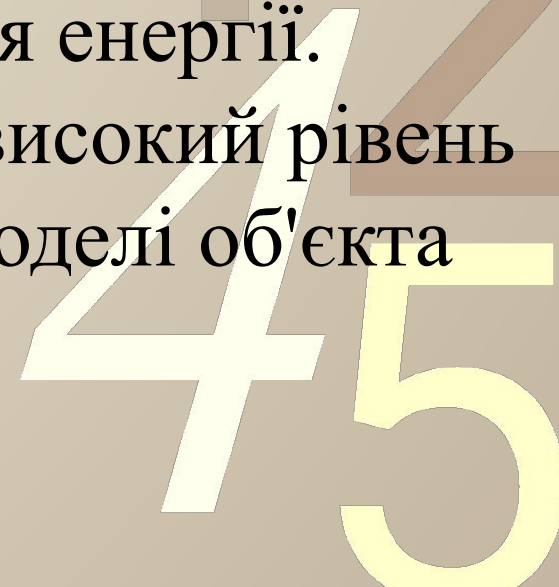
0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011

к.ф.-м.н., доцент Падалко А.М



Основні поняття термодинаміки

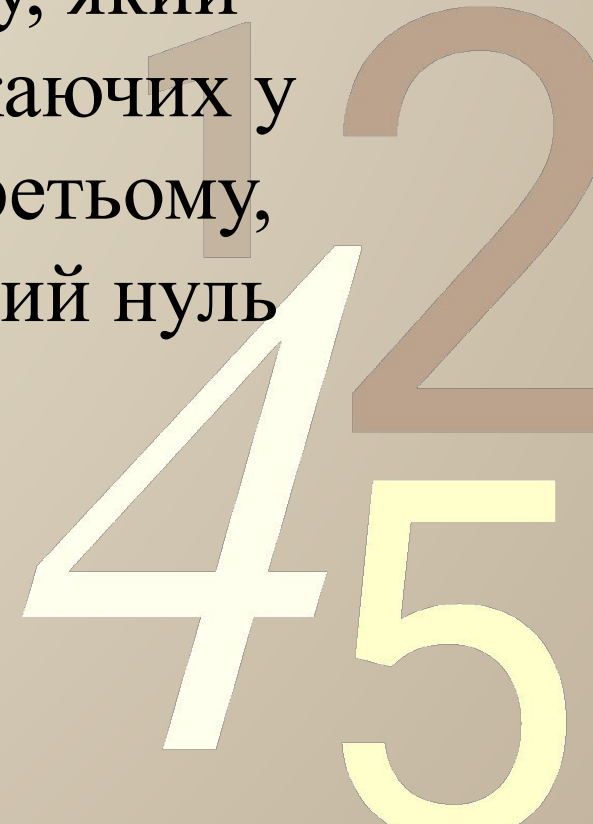
- Термодинаміка – наука, що вивчає енергію та закони її перетворення з одних видів в інші. Розділяється на загальну, хімічну й технічну. Загальна (фізична) термодинаміка дає поняття про загальні теоретичні основи й закономірності перетворення енергії. Отже, даній науці властивий високий рівень абстракції термодинамічної моделі об'єкта дослідження.



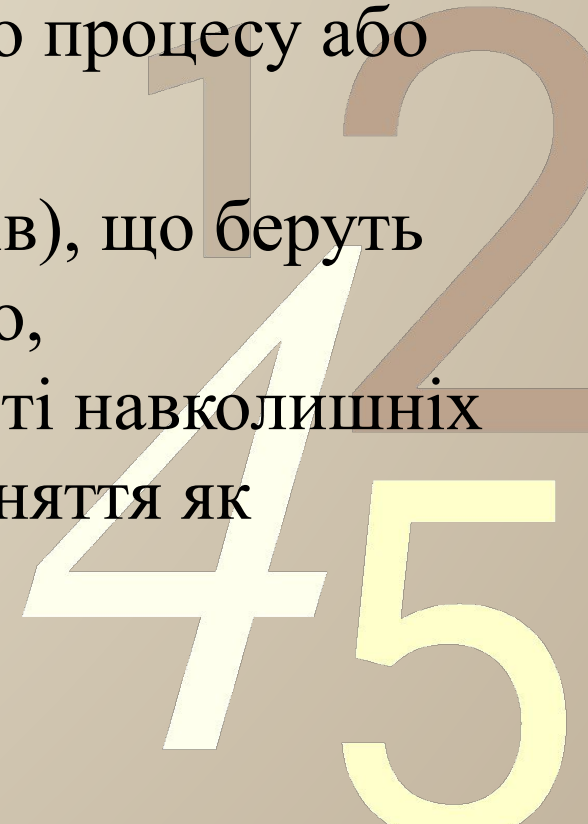
- **Хімічна термодинаміка** вивчає теплові ефекти хімічних реакцій і процесів.
- **Технічна термодинаміка**, основа інженерної теплотехніки, – розділ термодинаміки, що займається застосуванням законів термодинаміки в теплотехніці. Головне її завдання – обґрунтування теорії теплових двигунів, енергетичних установок та теплотехнічного обладнання.
- У термодинаміці використовується феноменологічний метод дослідження, при якому не вводяться ніякі припущення щодо молекулярної будови досліджуваних тіл. Тобто, вона виходить із загальних законів, що отримані експериментально.

- Технічна термодинаміка ґрунтується на трьох основних законах (основах):

першому, що являє собою застосування до теплових систем закону перетворення та збереження енергії, другому, який характеризує напрямки протікаючих у природі процесів та явищ, і третьому, стверджуючому, що абсолютний нуль температури недосяжний.



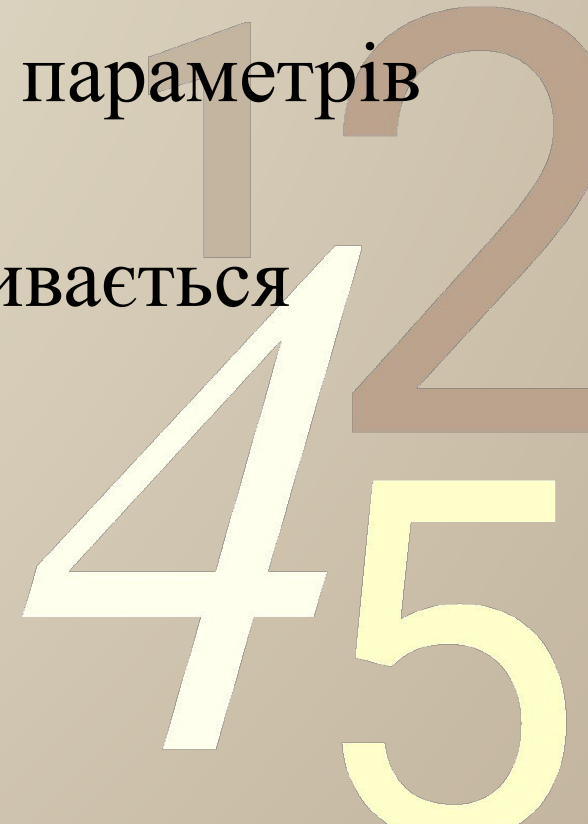
- **Тепловий рух** – безладний (хаотичний) рух мікрочастинок (молекул, атомів та ін.), з яких складаються всі тіла.
- **Передача енергії** в результаті обміну хаотичним, ненаправленим рухом мікрочастинок називається **теплообміном**, а кількість переданої при цьому енергії – кількістю теплоти, теплотою процесу або просто **теплотою**.
- Вивчаючи поведінку речовин (об'єктів), що беруть участь у процесах з обміном енергією, термодинаміка виділяє їх із сукупності навколишніх тіл. Звідси впливає таке важливе поняття як термодинамічна система.



- **Термодинамічною системою** називається сукупність макроскопічних тіл, що обмінюються енергією між собою і навколишнім середовищем (всіма іншими тілами, які не ввійшли в термодинамічну систему). Вона має межі, що відокремлюють її від навколишнього середовища, і можуть бути як реальними (газ у резервуарі, межа розділу фаз), так і чисто умовними у вигляді контрольної поверхні.
- Термодинамічна система, між будь-якими частинами якої відсутні поверхні розділу, називається **гомогенною**. Якщо ж вона складається з окремих частин, розмежованих поверхнями розділу, – гетерогенною, однорідна частина якої називається фазою.
- Термодинамічна система може енергетично взаємодіяти з навколишнім середовищем і з іншими системами, а також обмінюватися з ними речовиною.
- Залежно від умов взаємодії з іншими системами розрізняють: **відкриту систему** – при наявності обміну енергією та речовиною з іншими; **закриту** – при відсутності обміну речовиною з іншими системами; **адіабатну** – при відсутності обміну теплотою з іншими системами; **ізолювану** – при відсутності обміну енергією й речовиною з іншими системами.

- Розрізняють **рівноважний і нерівноважний стани** термодинамічної системи. Рівноважним термодинамічним станом називають стан тіла чи системи, що не змінюється в часі без зовнішнього енергетичного впливу. При цьому зникають усякі макроскопічні зміни (дифузія, теплообмін, хімічні реакції), хоча тепловий (мікроскопічний) рух молекул не припиняється. Стан термодинамічної системи, при якому у всіх її частинах температура однакова, називають ізотермічним рівноважним станом.
- Ізольована термодинамічна система незалежно від свого початкового стану із часом завжди приходиться у стан рівноваги, з якого ніколи не може вийти самовільно.

- Стан термодинамічної системи, при якому значення параметрів у всіх її частинах лишаються незмінними в часі (через зовнішній вплив потоку речовини, енергії, імпульсу і т.д.), називається стаціонарним. Якщо значення параметрів змінюються в часі, то стан термодинамічної системи називається нестаціонарним.



- ***Параметри стану*** – фізичні величини, що однозначно характеризують стан термодинамічної системи і не залежні від її передісторії.
- Основні термодинамічні параметри стану системи, що характеризують макроскопічний стан тіл: тиск, температура і питомий об'єм

1 2
4 5

- **Тиск** – фізична величина, чисельно рівна нормальній складовій сили, що діє на одиницю площі поверхні тіла. Тиск може вимірюватися висотою стовпа рідини (у мм ртутного, водяного та ін.), що врівноважує тиск розглянутого середовища.
- Для вимірювання тиску застосовують барометри, манометри і вакуумметри. Відповідно розрізняють атмосферний або барометричний тиск, абсолютний тиск, манометричний або надлишковий, розрідження або вакуум.

- Молекулярно-кінетична теорія газу дозволяє встановити зв'язок між тиском і кінетичною енергією теплового руху молекул газу, пари або рідини. Тиск являє собою, відповідно до цієї теорії, статистично усереднену величину імпульсу, що переноситься в результаті хаотичного (теплового) руху молекул в одиницю часу через одиницю площі поверхні, яка обмежує об'єм системи

$$P = n \frac{m \cdot \overline{w^2}}{3} = \frac{2}{3} \cdot \frac{N_A}{M_g} \cdot \frac{(m \cdot \overline{w^2}) \overline{w}}{2}$$

- Молекулярно-кінетична теорія газів встановлює пряму пропорційність між середньою кінетичною енергією поступального руху молекул і абсолютною температурою

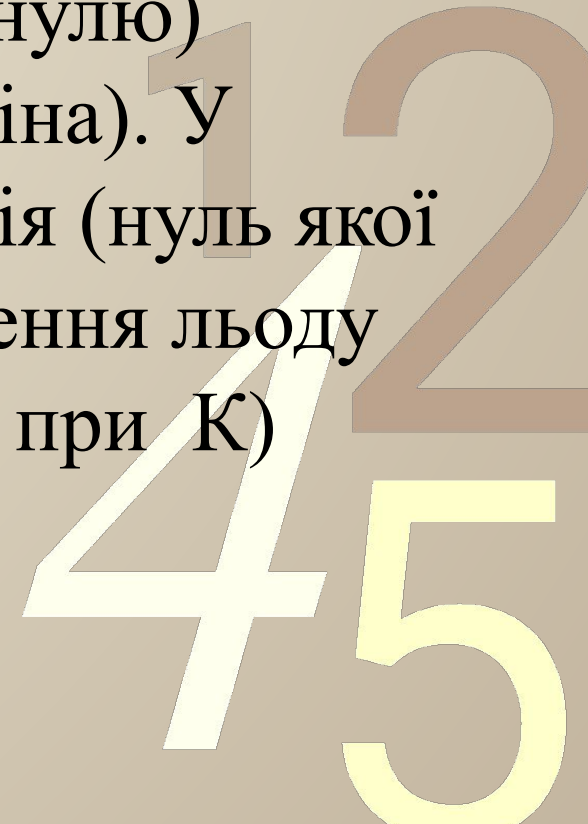
$$\frac{2}{3} m \frac{w^2}{2} = k \cdot T$$



- Отже, абсолютна температура є мірою середньої кінетичної енергії поступального руху молекули і відноситься до всієї сукупності молекул, що рухаються з різними швидкостями.



- **Температура.** Абсолютна температура робочого тіла – міра інтенсивності теплового руху молекул (завжди позитивна, її нульове значення відповідає стану повного спокою молекул, точці початку відліку температури (нулю) термодинамічної шкали Кельвіна). У техніці прийнята шкала Цельсія (нуль якої $^{\circ}\text{C}$ відповідає температурі танення льоду при нормальному тиску, тобто при K)



0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011

- Числове значення термодинамічної абсолютної температури можна записати у вигляді :

$$T = \frac{2}{3 \cdot k} m \frac{w^2}{2}$$



Питомий об'єм робочого тіла (речовини) – це об'єм, який займає одиниця маси даної речовини,
 $\text{м}^3/\text{кг}$

0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011

$$\rho = \frac{V}{M}$$

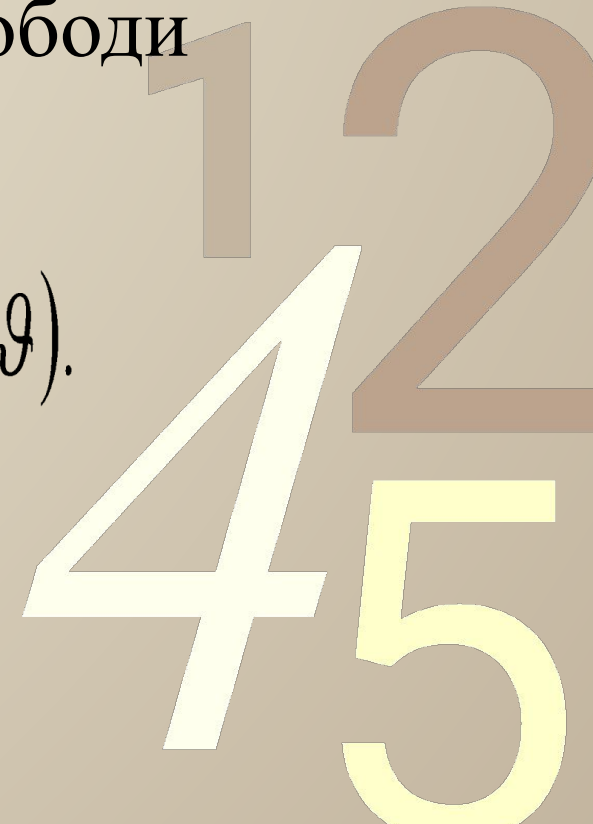
1 2
4 5

Термодинамічний процес

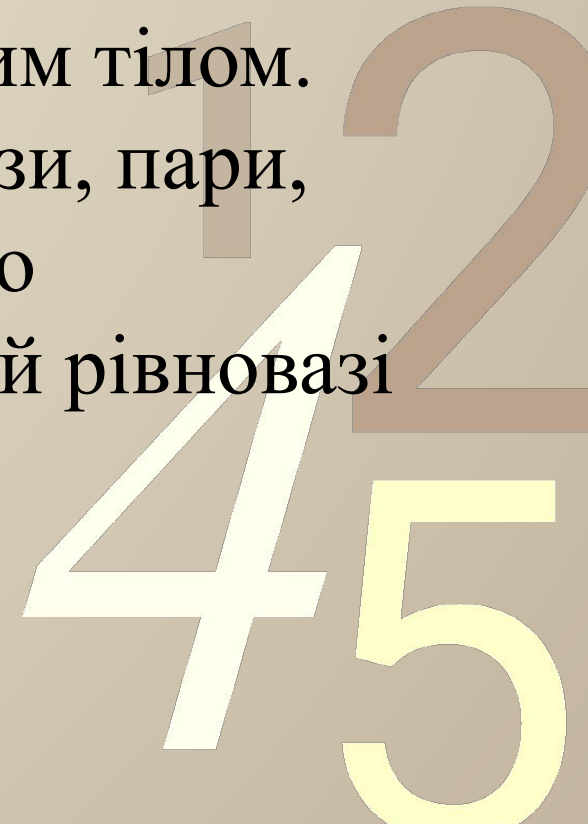
- – послідовна зміна стану тіла, що відбувається в результаті енергетичної взаємодії робочого тіла з навколишнім середовищем, яка характеризується обов'язковою зміною хоча б одного параметра стану. Розрізняють рівноважний процес, якщо в системі в кожен момент часу встигає установитися рівноважний стан (тобто процес, який протікає вкрай повільно), і процес нерівноважний, якщо він протікає з кінцевою швидкістю і викликає появу кінцевих різниць тисків, температур, густини і т.д.

- Основні параметри стану системи, що перебуває в термодинамічній рівновазі, зв'язані між собою, причому число незалежних параметрів стану системи завжди дорівнює числу її термодинамічних ступенів свободи

$$P = f_P(\vartheta, T), \quad \vartheta = f_\vartheta(P, T), \quad T = f_T(P, \vartheta).$$

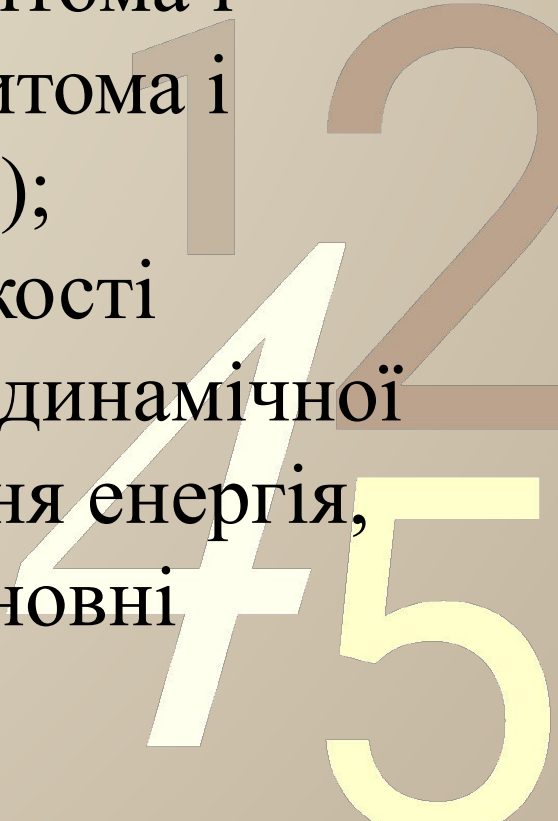


- Таким чином, рівноважний стан термодинамічної системи повністю визначається значеннями двох незалежних змінних. У цьому випадку термодинамічна система називається простою системою або простим тілом. До простих тіл відносяться гази, пари, рідини і багато твердих тіл, що знаходяться у термодинамічній рівновазі



- В загальному випадку термодинамічні параметри поділяються на інтенсивні й екстенсивні: інтенсивні не залежать від розмірів і маси системи (тиск, температура, питомий і молярний об'єми, питома і молярна внутрішня енергія, питома і молярна ентальпія та ентропія); екстенсивні, пропорційні кількості речовини або масі даної термодинамічної системи (об'єм, маса, внутрішня енергія, ентальпія, ентропія та ін.). Основні параметри стану – інтенсивні.

0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011



Рівняння стану ідеального газу

- Висловлює зв'язок між параметрами рівноважного стану термодинамічної системи, який в загальному випадку можна описати виразом:

$$f(P, V, T) = 0$$

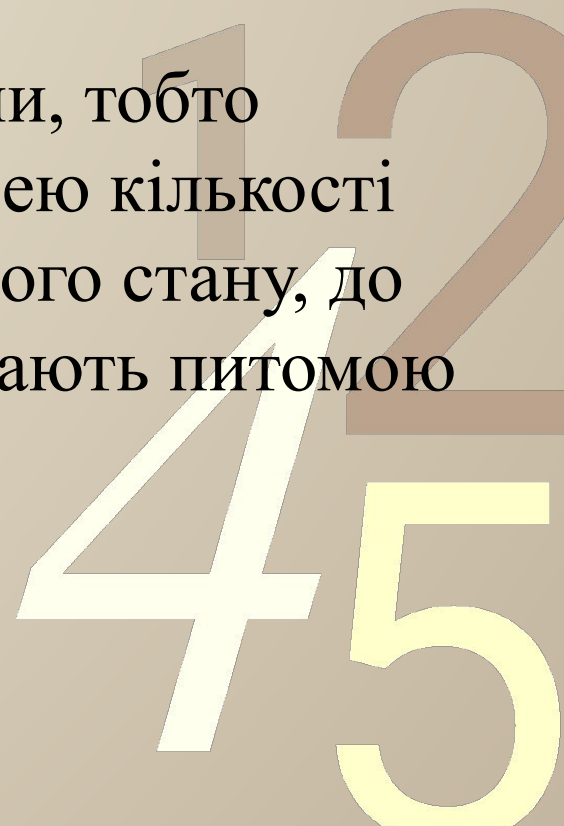
- У технічній термодинаміці розглядаються наступні основні процеси:
ізохорний – при постійному об'ємі;
ізобарний – при постійному тиску;
ізотермічний – при постійній температурі; адіабатний – без зовнішнього теплообміну; політропний – який протікає при будь-якому, але постійному значенні теплоємності (у певних умовах може розглядатися як узагальнений термодинамічний процес).

Теплоємність газів

Теплоємністю тіла називається кількість теплоти, яка необхідна для його нагрівання (або охолодження) на один градус. Оскільки одиницею кількості теплоти в СІ є джоуль, а температури – градус К, то одиницею теплоємності буде Дж/ К.

Теплоємність одиниці кількості речовини, тобто відношення теплоти, отриманої одиницею кількості речовини при нескінченно малій зміні його стану, до елементарної зміни температури, називають питомою теплоємністю тіла в даному процесі:

$$c_X = \frac{d q}{d t}$$



- Загальна кількість теплоти, отримана в процесі, визначається наступним виразом:

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_X dt$$



Теплоємність ідеальних газів залежить від їхньої температури, атомності та характеру процесу.

Теплоємність реальних газів залежить від їхніх природних властивостей, характеру процесу, температури та тиску.

Зміні стану при постійному об'ємі або тиску відповідають різні значення теплоємностей, які називаються відповідно ізохорною та ізобарною

У термодинаміці розрізняють масову, об'ємну й мольну теплоємності. Теплоємність, віднесена до одиниці маси робочого тіла, називають масовою і позначають: при постійному об'ємі та і постійному тиску та . Одиницею виміру масової теплоємності є Дж/(кг · К). Масову теплоємність називають також питомою теплоємністю.

Теплоємність, віднесена до одиниці об'єму робочого тіла, називають об'ємною і позначають: при постійному об'ємі та і постійному тиску та . Одиниця виміру – Дж/(м³ · К).

Перший та другий закони термодинаміки.

Перший закон термодинаміки

Базується на таких основних положеннях.

Принцип еквівалентності теплоти та роботи. В 1842 р. Р. Майер установив еквівалентність теплоти і механічної роботи, що не залежить від характеру перетворення енергії. Пізніше Джоулем у результаті ретельно поставлених експериментів було отримано наступний вираз:

$$Q = A \cdot L \quad (4.1)$$

де Q – кількість теплоти, що перетворюється в роботу; A – робота, отримана за рахунок теплоти; ккал/кгс м. L – термічний еквівалент роботи. Механічний еквівалент теплоти

$$E = 427 \quad \text{кгс м/ккал.}$$

Внутрішня енергія робочого тіла

- $U = f(P, V, T)$. - сукупність всіх видів енергії, тіла (системи тіл):

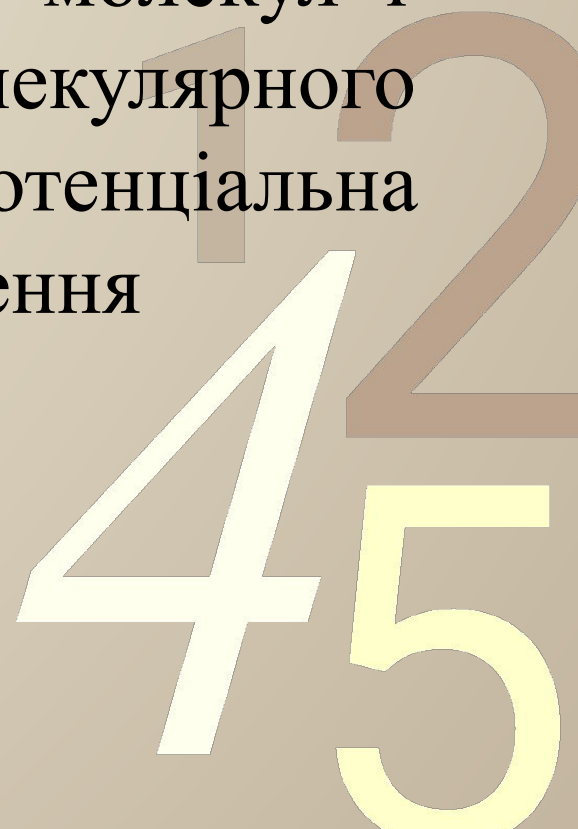
-

- Оскільки параметри пов'язані між собою характеристичним рівнянням $PV = RT$, то $U = f_1(P, V)$, $U = f_2(V, T)$, $U = f_3(P, T)$ Отже внутрішня енергія також є параметром стану газу.

1 2
4 5

У технічній термодинаміці розглядаються процеси, в яких змінюється кінетична і потенціальна складові внутрішньої енергії.

Температура газу визначає кінетичну енергію поступального і обертового руху молекул і енергію внутрішньомолекулярного коливання, а від і залежить потенціальна енергія, обумовлена силами зчеплення

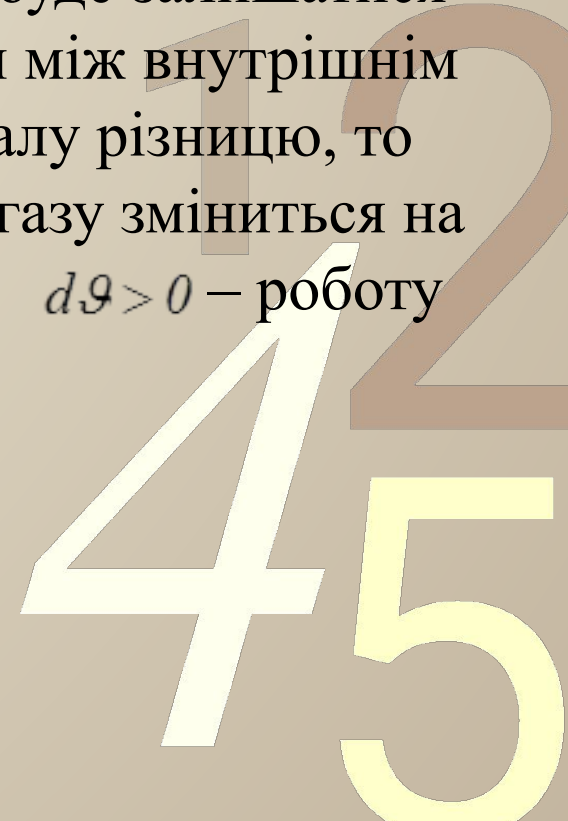


Робота робочого тіла

- Розглянемо просту термодинамічну систему (ТС), в якій газ рухає поршень у циліндрі двигуна.

Нехай у циліндрі з поршнем площею S знаходиться 1 кг газу, питомий об'єм якого v , тиск p . При рівності внутрішнього тиску газу в циліндрі і зовнішнього тиску об'єм газу буде залишатися незмінним. Якщо яким-небудь чином створити між внутрішнім тиском газу і зовнішнім тиском нескінченно малу різницю, то поршень переміститься на величину dl , об'єм газу зміниться на величину $dV = S \cdot dl$ й газ виконає роботу ($dV > 0$ – роботу розширення, $dV < 0$ – роботу стиску):

$$dA = P \cdot S \cdot dl = p \cdot dV$$



Якщо поршень переміщується з дуже малою швидкістю, тобто весь процес розширення можна розбити на елементи dV , а тиск і температуру вважати однаковими, то роботу робочого тіла можна виразити при зміні об'єму V_1 від до V_2 в наступному вигляді:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$



Аналітичний вираз першого закону термодинаміки

Нехай термодинамічна система масою M займає об'єм V при температурі T і тиску P . При підведенні до неї кількості dQ теплоти температура системи збільшується на dT а , отже, її кінетична енергія зростає на dE_K

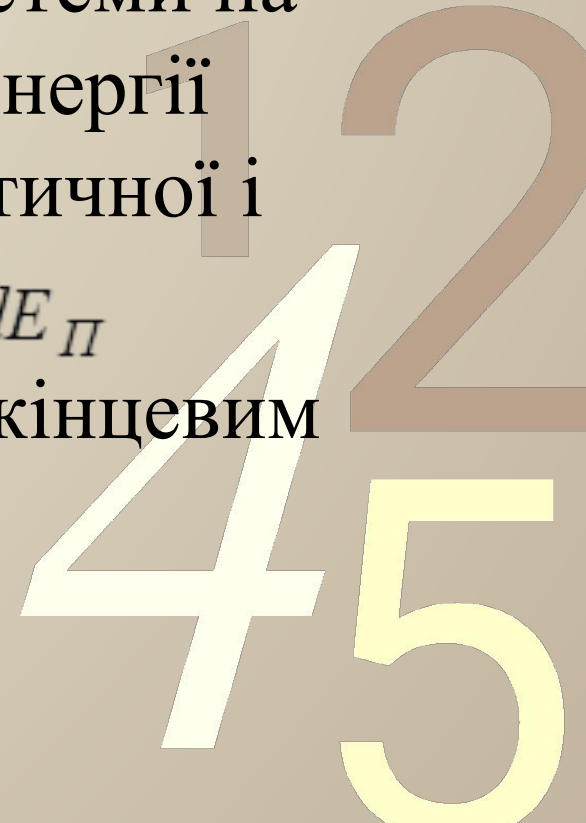


Відповідно до рівняння Клапейрона підвищення температури при постійному тиску спричинить збільшення об'єму системи на величину dV .

Частина теплоти витрачається на збільшення відстані між молекулами і, як наслідок, викликає зростання потенціальної енергії системи на величину dE_{Π} . Зміна внутрішньої енергії системи складе сумарну зміну кінетичної і потенціальної енергій $dU = dE_K + dE_{\Pi}$

і визначається тільки початковим і кінцевим станом системи

$$\Delta U = \int_1^2 dU = U_2 - U_1$$



0011 0010 1010 11

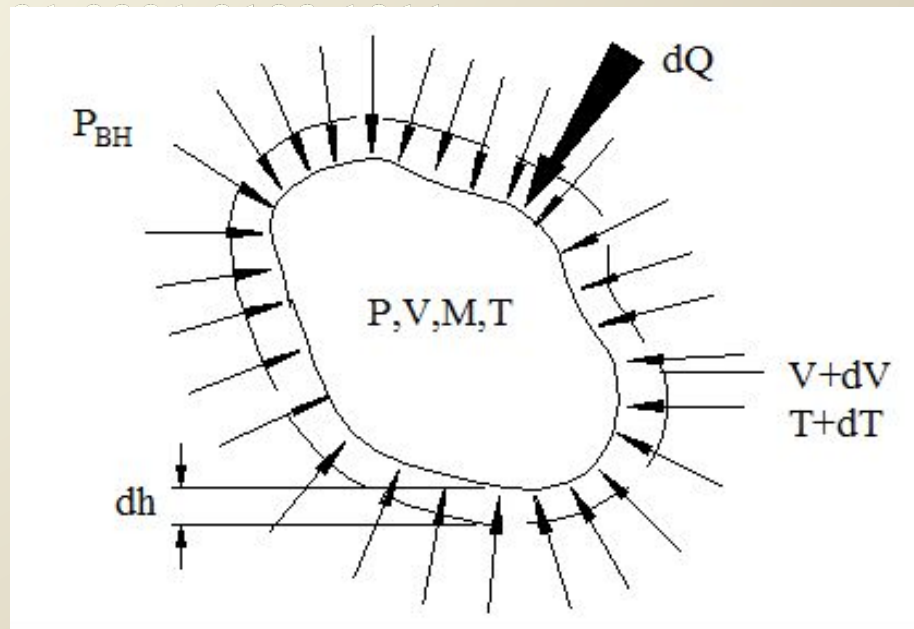
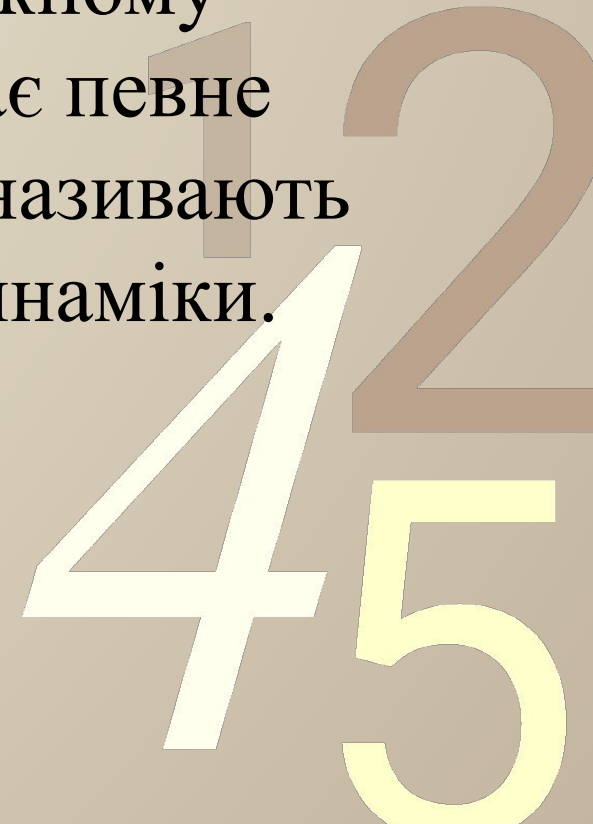


Схема термодинамічної системи для визначення роботи при розширенні робочого об'єму

1 2
4 5

- В ідеальних газах сили міжмолекулярного зчеплення не враховуються, тобто , і внутрішня енергія системи змінюється тільки залежно від температури. Той факт, що кожному рівноважному стану відповідає певне значення температури, часто називають нульовим принципом термодинаміки.



Через те, що підведення до системи dQ веде в загальному випадку до зміни внутрішньої енергії системи dU і здійснення зовнішньої роботи dA , вираз першого закону термодинаміки для ізольованих систем (закону збереження енергії) має вигляд

$$dq = dU + dA', \quad dQ = dU + dA. \quad (4.10)$$

З (4.10) виходить, що без підведення теплоти ($dQ = 0$) зовнішня робота здійснюється тільки за рахунок внутрішньої енергії системи. Підведення тепла в системі визначається тільки термодинамічним процесом. При $dq > 0$ – підведення тепла, $dq < 0$ – відведення, при $dq > 0$ – процес розширення робочого тіла, $dq < 0$ – стиснення.

Функції стану робочого тіла

0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011

Величини q і A , що характеризують зміну процесу робочого тіла, є не параметрами, а функціями стану. До останніх відноситься також ентальпія.



Ентальпія. Макроскопічні тіла, властивості й поведінку яких вивчає термодинаміка, перебувають у взаємодії з навколишнім середовищем.

Сукупність внутрішньої енергії тіла (термодинамічної системи) і енергії зовнішньої взаємодії тіла з навколишнім середовищем об'єднується поняттям *ентальпія*:

$$\left. \begin{aligned} I &= U + P \cdot V \\ I &= U + R \cdot T \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

Тому що $U = f(T)$ і $PV = f(T)$, то і $I = f(T)$, тобто ентальпія залежить тільки від температури. Оскільки U , P , V визначається станом термодинамічної системи, ентальпія I є функцією стану.

При зміні стану термодинамічної системи

$$di = dU + \mathcal{G} \cdot dP + P \cdot d\mathcal{G}.$$

Оскільки $dq = dU + dA$, а $dA = P \cdot d\mathcal{G}$, то

$$di = dq + \mathcal{G} \cdot dP. \quad (4.12)$$

Рівняння (4.12) є другою формою запису першого закону термодинаміки.

Для ідеальних газів

$$di = c_p \cdot dT; \quad i = c_{p_m} \cdot T. \quad (4.13)$$

Кількість теплоти в процесі $P = const$ чисельно можна знайти як

$$q = i_2 - i_1.$$

Ентропія. Робота, обумовлена інтегралом (4.4), є одним з видів обміну енергією термодинамічної системи із зовнішнім середовищем. Обмін енергією може відбуватися у вигляді передачі тієї чи іншої кількості теплоти q . Значення q , як і A , можна підрахувати у вигляді інтегралу, що збігається за формою з (4.4).

В 1852 р. Р. Клазійусом був запропонований параметр, що змінюється тільки від кількості переданої теплоти так само, як об'єм при здійсненні роботи (при $d\mathcal{Q} > 0$ – робота додатна, $d\mathcal{Q} < 0$ – від'ємна). Цей параметр, що пізніше був названий ентропією S , не може бути вимірюваний яким-небудь чином і визначається розрахунковим шляхом.

Подібно до будь-якої іншої функції стану питома ентропія системи може бути подана у вигляді функції будь-яких двох з параметрів стану P , \mathcal{Q} , T :

$$S = f_1(P, V), S = f_2(P, V) \text{ і т.д.}$$

Ентропія одержала велике поширення при дослідженні процесів перетворення енергії в теплотехнічних розрахунках. Якщо довільний оборотний процес (наприклад, 1-2 на рис. 3.1 у $P - \mathcal{Q}$ діаграмі) розбити на нескінченно малі ділянки, на кожному з яких, через малу їх величину $T = \text{const}$ ($dT = 0$), то відношення елементарної кількості dq , підведеної до ділянки, до температури T – також нескінченно мала величина, тобто

$$\frac{dq}{T} = dS, \quad S = \int dS = \int \frac{dq}{T},$$

де S – ентропія газу.

$$\text{Для процесу 1-2} \quad \int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{dq}{T} = S_2 - S_1 = \Delta S,$$

де ΔS – зміна ентропії газу.

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{dU + P d\mathcal{Q}}{T} = \int_1^2 \frac{dU}{T} + \int_1^2 \frac{P d\mathcal{Q}}{T} = \int_1^2 \frac{c_V dT}{T} + \int_1^2 R \frac{d\mathcal{Q}}{\mathcal{Q}}.$$

Вважаючи $c_V = const$, одержимо

$$\Delta S = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Оскільки $\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{P_1}{P_2}$, $\frac{T_2}{T_1} = \frac{V_2}{V_1} \cdot \frac{P_2}{P_1}$ то

$$\Delta S = c_P \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{P_2}{P_1},$$

$$\Delta S = c_V \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} + c_P \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Якщо вважати стан у точці 1 нормальним, тобто $\mathcal{G}_1 = \mathcal{G}_H$, $T_1 = T_H$, $P_1 = P_H$, і $S_1 = 0$, то для будь-якого стану ідеального газу з параметрами V , T і P значення ентропії складе

$$S = c_V \cdot \ln \frac{T}{273} + R \cdot \ln \frac{V}{V_H};$$

$$S = c_P \cdot \ln \frac{T}{273} - R \cdot \ln \frac{P}{P_H};$$

$$S = c_V \cdot \ln \frac{P}{P_H} + c_P \cdot \ln \frac{V}{V_H}.$$

Термодинамічні тотожності мають такий вигляд:

$$T dS = dU + P dV \quad \text{або} \quad T dS = dI - P dV.$$

Таким чином, за аналогією з інтегралом (4.9), кількість теплоти дорівнює

$$Q = \int_{S_1}^{S_2} T dS; \tag{4.15}$$

$$dQ = T dS. \tag{4.16}$$

0011 0010 101

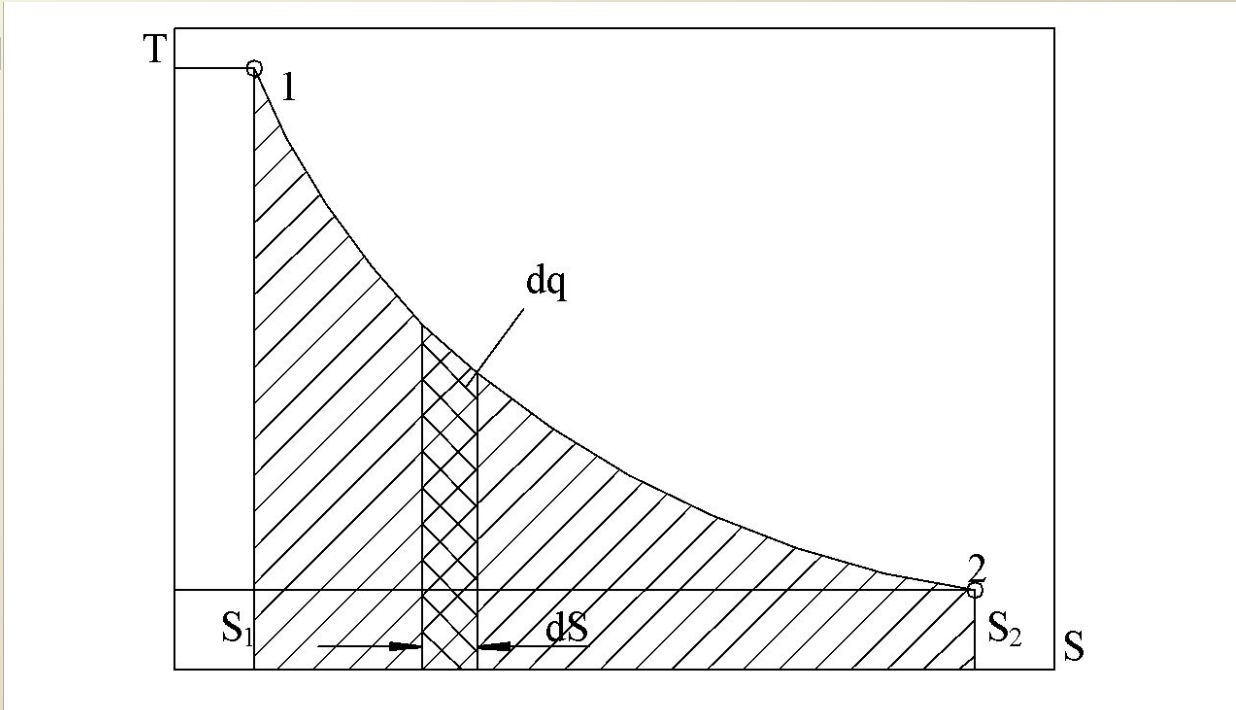


Рис.4.2 - T-S діаграма

2
4
5

При $dS > 0$ теплота підводиться до системи, при $dS < 0$ – відводиться. Питома кількість теплоти

$$q = \int_{S_1}^{S_2} T dS = T dS, \quad (4.17)$$

де S – питома ентропія. За аналогією з $P - \mathcal{G}$ діаграмою, що характеризує роботу (рис. 3.1), подання функціональної залежності $T = f(S)$ в $T - S$ координатах характеризує теплообмін із зовнішнім середовищем (рис. 4.2). Площа під кривою 1-2 відповідає інтегралу (4.17) і характеризує кількість підведеної теплоти, якщо $dS > 0$, або відведеної, якщо $dS < 0$.

У термодинаміці внутрішню енергію U , ентальпію I , ентропію S , теплоємність c називають калориметричними властивостями речовини, а P , V і T – термічними властивостями.

Ентропія – параметр стану, обумовлений початковим і кінцевим станом робочого тіла. Її не можна виміряти, а можна тільки обчислити розрахунковим шляхом.

Процеси зміни термодинамічного стану

0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011

Перехід термодинамічної системи з одного стану в інше, пов'язаний зі зміною параметрів стану, називається термодинамічним процесом.

У загальному випадку два будь-яких параметри робочого тіла можуть змінюватися довільно. Однак найбільший інтерес представляють деякі окремі випадки термодинамічних процесів: ізохорний ($dV = 0$); ізобарний ($dP = 0$); ізотермічний ($dT = 0$); адіабатний ($dq = 0$) і політропний, що за певних умов може розглядатися як узагальнений стосовно зазначених вище.

Головним етапами аналізу термодинамічних процесів є застосування до них рівнянь стану ідеального газу і першого закону термодинаміки, отримання еквівалентності теплоти і роботи, відображення розглядаємих процесів в PV (робочий) та TS (тепловій) діаграмах.

Ізохорний процес: $V = const$ ($dV = 0$), $P = var$, $T = var$.

З характеристичного рівняння при $V = const$ випливає

$$\frac{R}{V} = \frac{P}{T} = const \quad \text{або} \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (4.18)$$

тобто тиск пропорційний температурі і тому що $dV = 0$, робота не виконується. Отже

$$A = \int_{q_1}^{q_2} P dq = 0.$$

З виразу першого закону термодинаміки (при $dA = 0$) випливає, що в ізохорному процесі вся підведена теплота витрачається на зміну внутрішньої енергії, тобто

$$dq = dU = c_V \cdot dT,$$
$$dq = T \cdot dS = dU = c_V dT,$$

або при $c_V = const$

$$q = \Delta U = c_V (T_2 - T_1),$$
$$Q_V = M \cdot c_V \cdot (T_2 - T_1).$$

Зміна ентропії у вихідному процесі

$$\Delta S_V = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_V \frac{dT}{T},$$

або при $c_V = const$

$$\Delta S_V = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} =$$
$$= c_V \cdot \ln \frac{P_2}{P_1}.$$

(4.19)

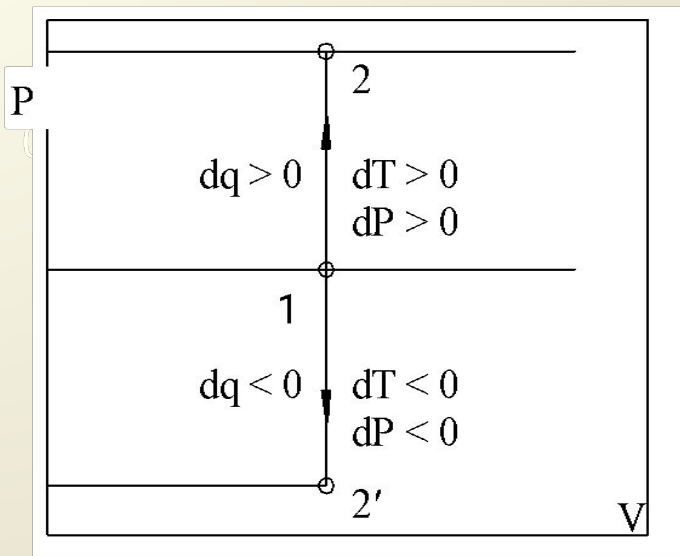


Рис 4.3 - P-V діаграма

У P - V діаграмі (рис. 4.3) при $dV = 0$: $1-2$ – процес нагрівання, $1-2'$ – процес охолодження.

У T - S діаграмі (рис. 4.4.) рівняння (4.19) зображується логарифмічною кривою $1-2$ ($1-2'$): $1-2$ – ентропія зростає, тепло надається газу і він нагрівається, $1-2'$ – ентропія спадає, тепло відводиться і газ охолоджується. Площа під кривою $1-2$ ($1-2'$) графічно зображує кількість підведеного (відведеного) тепла.

Тоді орієнтовно

$$q_V = \Delta U = 0,5 \cdot (T_1 + T_2) \cdot \Delta S_V$$

1
2
4
5

Ізобарний процес: $P = \text{const}$ ($dP = 0$), $V = \text{var}$, $T = \text{var}$.

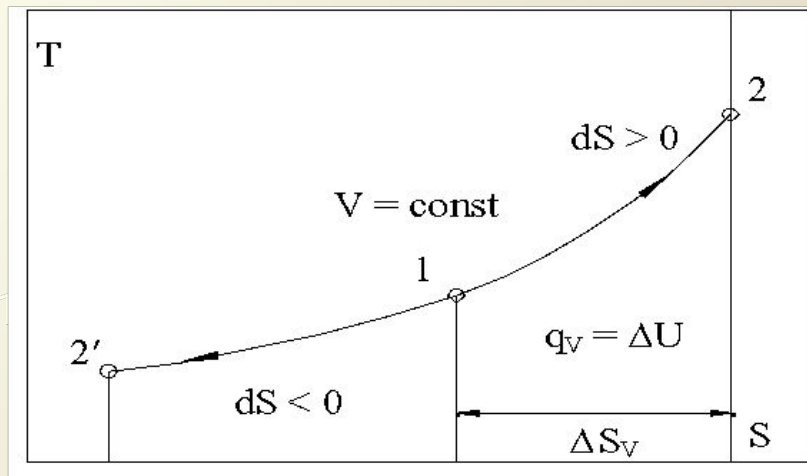


Рис.4.4 - T-S діаграма

З характеристичного рівняння при $P = \text{const}$ випливає

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1} = \text{const}, (4.20)$$

тобто об'єм газу змінюється пропорційно термодинамічній температурі.

Ізобарний процес в P - V діаграмі

представлений на рис. 4.5: де 1-2 – розширення газу ($dV > 0$, $dq > 0$), 1-2' – стиснення ($dV < 0$, $dq < 0$). Робота розширення (стиснення) при цьому записується у вигляді:

$$A = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} P d\vartheta = P \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_1) = R \cdot (T_2 - T_1) = R \cdot \Delta T, (4.21)$$

Тепло, що надається газу в ізобарному процесі, може бути виражене через ізобарну теплоємність c_P рівнянням

$$dq = c_P dT. (4.22)$$

Для M , кг або V , м³ газу $Q_P = M \cdot c_P \cdot (T_2 - T_1) = V_H \cdot c'_P \cdot (T_2 - T_1)$.

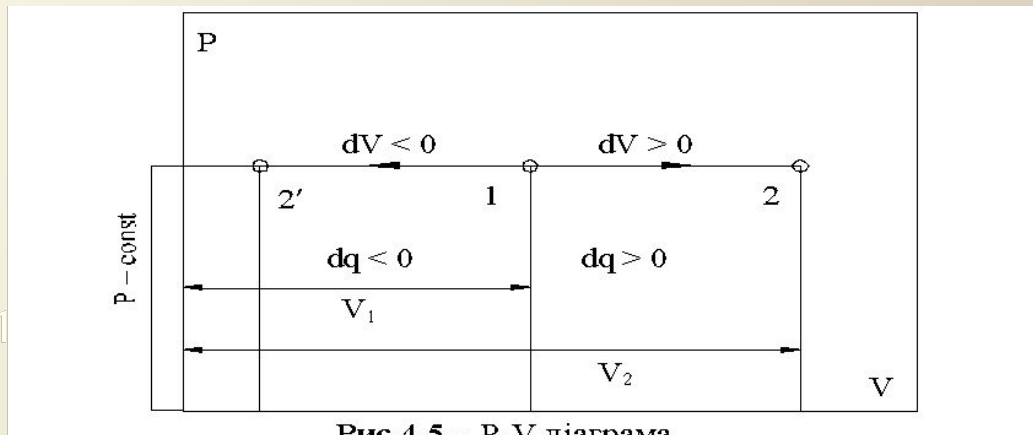


Рис.4.5 - P-V діаграма

Виходячи із другого запису першого закону термодинаміки (4.10), при $P = \text{const}$ отримуємо, що $di = dq$, тобто

$$q_P = c_P(T_2 - T_1) = i_2 - i_1, \quad (4.23)$$

$$dq_P = di = c_P dT.$$

Таким чином, теплота, підведена до робочого тіла при ізобарному процесі, призводить до збільшення його ентальпії і витрачається на зміну внутрішньої енергії, а також здійснення роботи

Коли згадати, що $dq = T \cdot dS = di = c_P dT$,

то при $c_P = \text{const}$

$$\Delta S_P = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_P \cdot \frac{dT}{T} = c_P \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Тобто в $T-S$ координатах ізобарний процес зображується (рис. 4.6.) логарифмічною кривою $1-2$ (при $\Delta S > 0$) і $1-2'$ ($\Delta S < 0$). При зростанні ентропії тепло підводиться ($T_2 > T_1$), при спаданні – відводиться ($T_2 < T_1$). Кількість підведеного (відведеного) тепла графічно зображує (рис. 4.6.) площа під кривою процесу ($q_P = \Delta i$).

Із зіставлення виразів $\Delta S_V = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$, і $\Delta S_P = c_P \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$ випливає,

що $\Delta S_P > \Delta S_V$, бо $c_P > c_V$ (відповідно до рівняння Майера $c_P - c_V = R$). Тобто у $T - S$ діаграмі ізохора ($1-2'$) завжди крутіше ізобари ($1-2$).

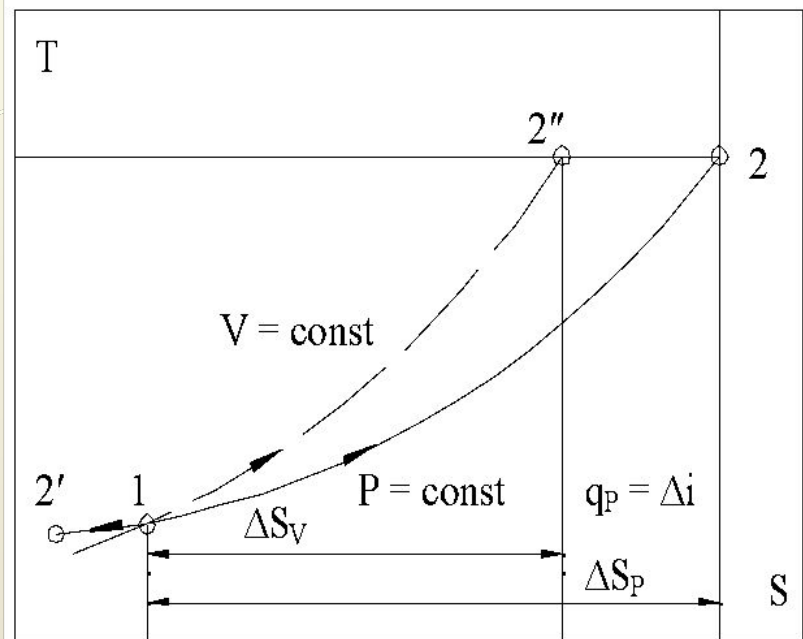


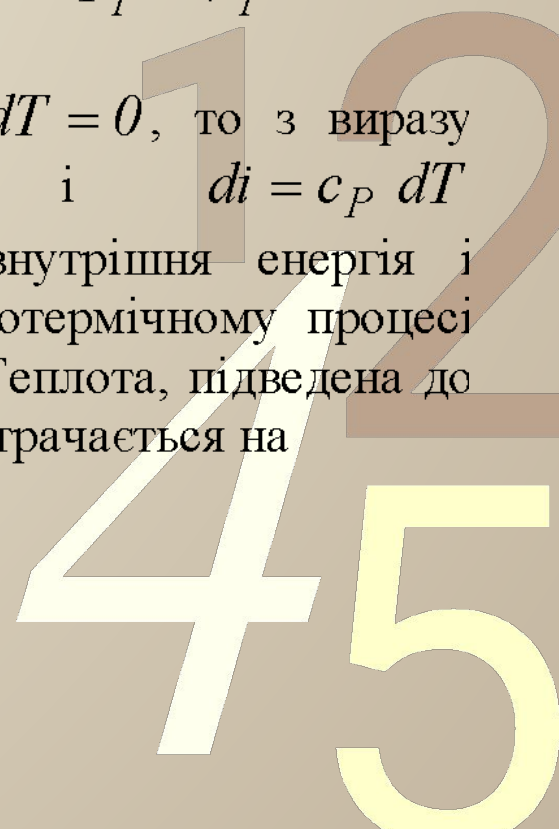
Рис 4.6 - T-S діаграма

здійснення роботи $q_T = A_T$, $dq_T = dA_T$.

Ізотермічний процес: $T = const$
 $(dT = 0)$, $P = var$, $V = var$,
 можливий при наявності досить
 потужного джерела тепла. З рівняння
 стану випливає, що при $T = const$
 $P \cdot V = const$, $\frac{P_2}{P_1} = \frac{V_2}{V_1} = const$.

(4.24)

Оскільки $dT = 0$, то з виразу
 $dU = c_V \cdot dT$ і $di = c_P dT$
 виходить, що внутрішня енергія і
 ентальпія при ізотермічному процесі
 не змінюються. Тепло, підведена до
 робочого тіла, витрачається на



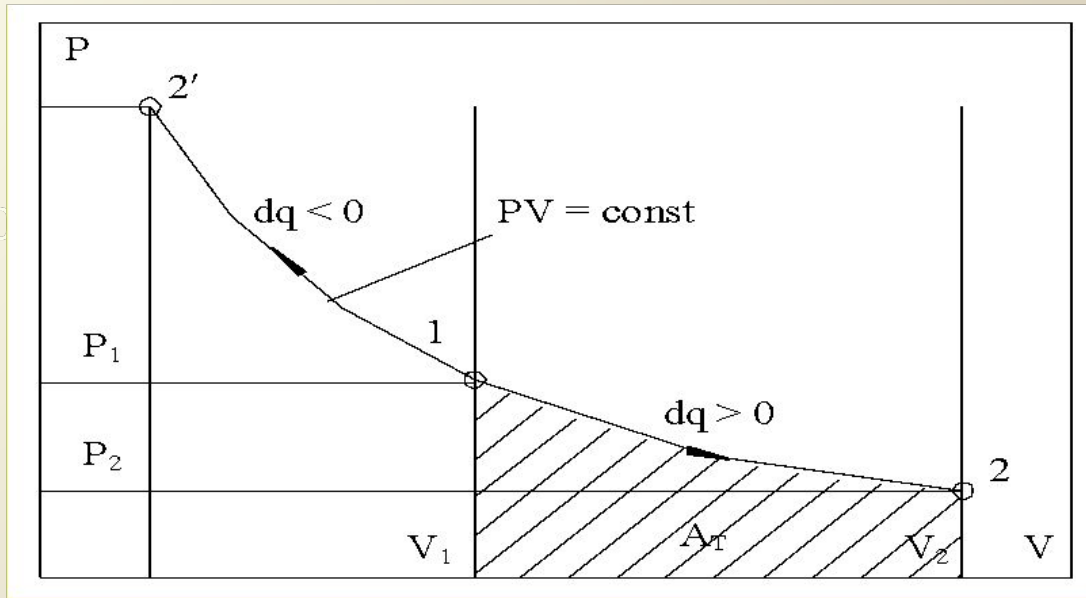


Рис. 4.7 - P-V діаграма

$$A = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} P d\vartheta = P \vartheta \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \frac{d\vartheta}{\vartheta}, \text{ або } A_T = P \cdot \vartheta \cdot \ln \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = R \cdot T \cdot \ln \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}. \quad (4.25)$$

У $P-V$ діаграмі (рис. 4.7.): $1-2$ – ізотермічний процес розширення ($dV > 0$, $dq > 0$), $1-2'$ – стиснення ($dV > 0$, $dq < 0$).

Кількість тепла в $T-S$ діаграмі зображується (рис. 4.8) площею прямокутника висотою T і основою ΔS_T

$$q_T = T \cdot \Delta S_T = R \cdot T \ln \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = R \cdot T \ln \frac{P_1}{P_2} = A_T.$$

З визначення теплоємності $c = \frac{dq}{dT}$ випливає, що теплоємність ізотермічного процесу $c_T = \pm \infty$.

Адіабатний процес: $dq = 0$, $P = var$, $V = var$, $T = var$ протікає

без відведення (відведення) тепла. Якщо представити

$$dq = dq_1 + dq_{TP},$$

де dq_1 – зміна теплоти за рахунок теплообміну з навколишнім середовищем, а dq_{TP} – за рахунок внутрішнього теплообміну. Ізотермічний процес, при якому $dq_1 = 0$

$dq_{TP} = 0$, називається

ізоентропійним. При

$dq_1 = 0$, а $dq_{TP} \neq 0$ –

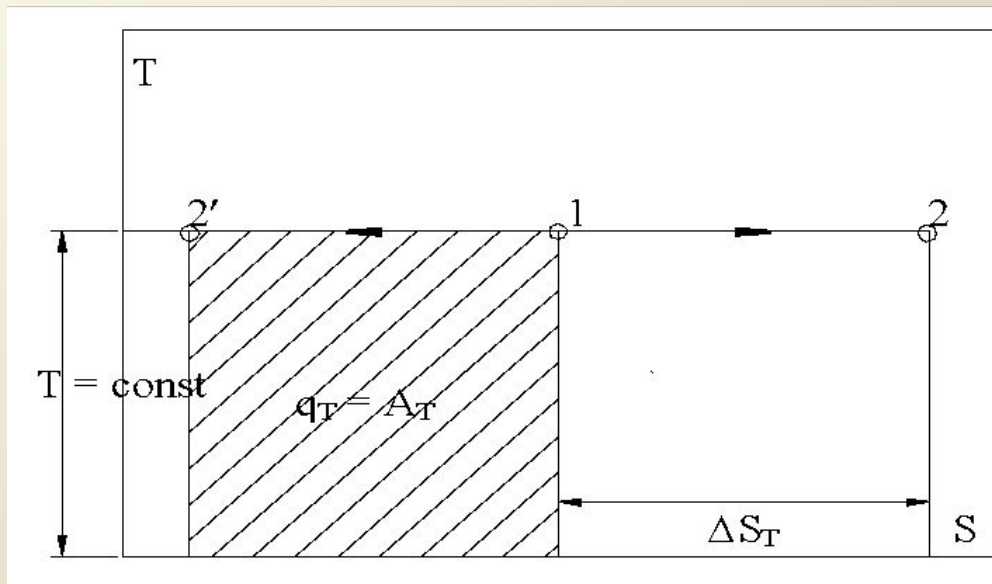


Рис.4.8 - T-S діаграма

необоротний адіабатний процес.

Для ізоентропійного процесу

$$P V^k = const$$

де $k = \frac{c_P}{c_V} > 1$ – показник адіабати (ізоентропи).

(4.26)

45

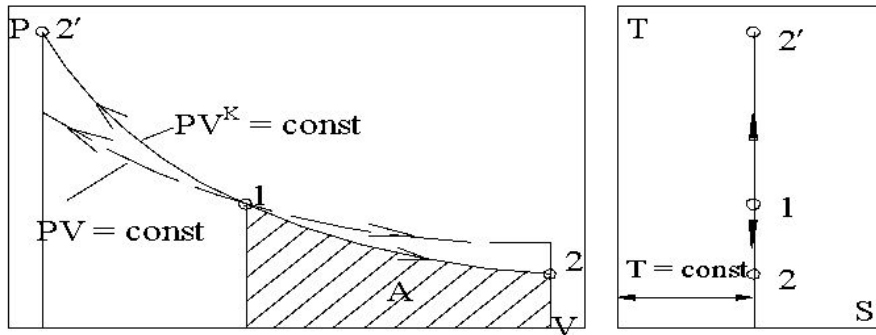


Рис.4.9 - P-V діаграма

Вираз (4.26) є рівнянням адиабати в системі координат $P-V$ (рис. 4.9) при постійній теплоємності ($c_V = \text{const}$) для ідеального газу.

Робота 1 кг газу в адиабатному процесі

$$A = \frac{1}{k-1}(P_1 \vartheta_1 - P_2 \vartheta_2), \quad A = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2)$$

або для M кг газу

$$A = \frac{M R}{k-1}(T_1 - T_2). \quad (4.27)$$

Політропний процес - зміна стану ідеального газу при будь-якому, але постійному протягом усього процесу, значенні теплоємності. Тобто в ньому розподіл тепла між значеннями, що характеризують зміну внутрішньої енергії і роботу газу, залишається незмінним:

$$\frac{dU}{dq} = \frac{c_V dT}{c dT} = \text{const},$$

де c - постійна для даного процесу теплоємність.

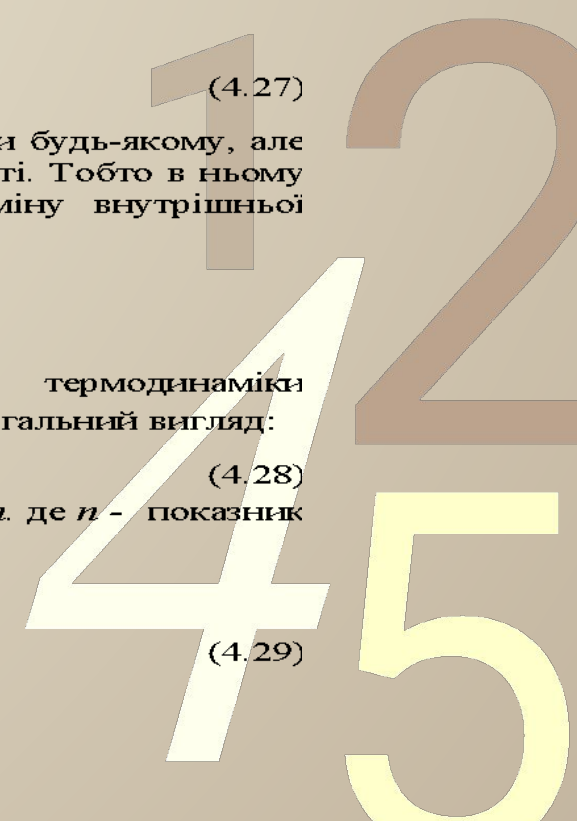
Виходячи з рівняння першого закону термодинаміки $dq = c_V dT + P dV$, рівняння політропного процесу має загальний вигляд:

$$P V^n = \text{const} \quad (4.28)$$

при довільному, постійному для даного процесу, значенні n . де n - показник політропи. Оскільки $\frac{c_P}{c_V} = k$, то

$$c = c_V \frac{n-k}{n-1}. \quad (4.29)$$

В часних випадках для окремих процесів маємо:



0011 0010

0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011

- для ізобарного: $n = 0$; $c = k \cdot c_V = c_P$;
- для ізотермічного: $n = 1$; $c = \infty$;
- для адіабатного: $n = k$; $c = 0$.

1 2
4 5

Загальні питання дослідження процесів. Другий закон термодинаміки

Виходячи з першого закону термодинаміки, загальний метод дослідження всіх процесів містить наступні основні моменти:

1. Виведення рівняння, подання процесу в P - V і T - S діаграмах.
2. Встановлення залежності між основними параметрами робочого тіла на початку і в кінці процесу.

3. Визначення зміни внутрішньої енергії (ΔU), справедливе для всіх процесів ідеального газу:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_V dT = c_{VM} \Big|_0^{T_2} T_2 - c_{VM} \Big|_0^{T_1} T_1,$$

або при постійній теплоємності

$$\Delta U = U_2 - U_1 = c_V (T_2 - T_1)$$

4. Обчислення роботи зміни об'єму газу за основною формулою

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} f(V) dV.$$

5. Визначення кількості теплоти, що бере участь у процесі

$$q_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_X dT = c_{XM} \Big|_0^{T_2} T_2 - c_{XM} \Big|_0^{T_1} T_1.$$

6. Визначення зміни ентальпії у процесі за формулою, справедливою для всіх процесів ідеального газу

$$\Delta i = i_2 - i_1 = c_{PM} \Big|_0^{T_2} T_2 - c_{PM} \Big|_0^{T_1} T_1.$$

7. Визначення зміни ентропії ідеального газу

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1},$$

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_P \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}.$$

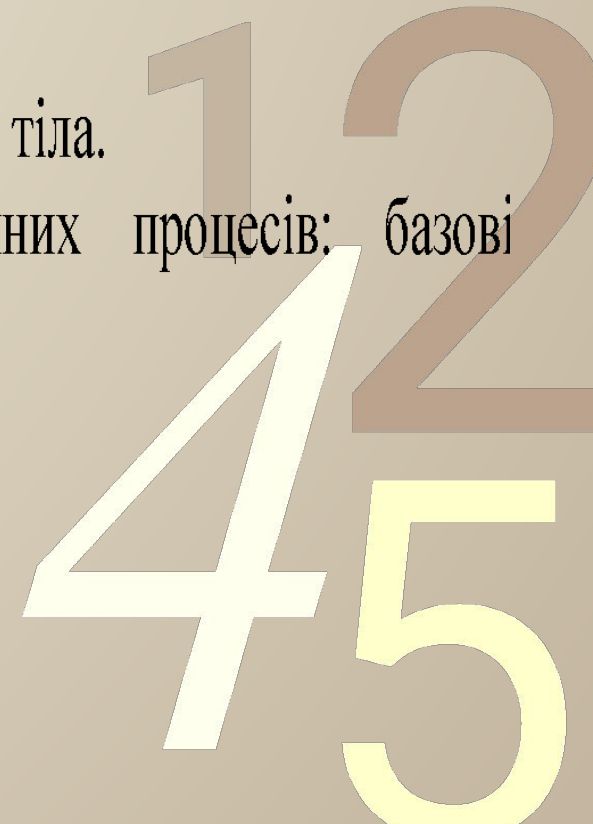
Другий закон термодинаміки. Розглянуті вище процеси вважаються оборотними, протікають як у прямому, так і у зворотному напрямку. В той же час процеси, що нас оточують, необоротні, бо вони завжди спрямовані у бік досягнення системою рівноважного стану (механічного, термічного та ін.).

Цю обставину відображає другий закон термодинаміки, який можна сформулювати наступним образом: неможливий процес, при якому теплота мимовільно переходила від більш холодних тіл до більш нагрітих (постулат Клазюса).

Другий закон термодинаміки визначає умови, при яких тепло може як завгодно довго перетворюватись в роботу. Це можливо тільки в круговому процесі, або циклі, по якому працюють всі теплові двигуни.

Контрольні запитання

1. Перший закон термодинаміки: базові положення і визначення, аналітичний вираз, часткові викладки.
2. Функції стану термодинамічної системи (робочого тіла). Ентальпія та ентропія. Теплова (T-S) діаграма.
3. Процеси зміни термодинамічного стану робочого тіла.
4. Загальний метод дослідження термодинамічних процесів: базові положення і загальні питання.
5. Другий закон термодинаміки.



Водяна пара і її властивості

Пароутворення. Водяна пара. Рівняння Ван-дер-Ваальса

Водяна пара застосовується в різних галузях промисловості, головним чином як теплоносіє у теплообмінних апаратах і робоче тіло в паросилових установках. У промисловості будівельних матеріалів водяна пара використовується для тепловологісної обробки силікатної цегли, теплоізоляційних матеріалів, бетонних, залізобетонних та інших виробів, для розпилення мазуту при його спалюванні за допомогою форсунок, у парових сушарках; в установках для одержання деревоволокнистої маси і т.д.

Маючи високий тиск і відносно малу температуру, водяна пара за своїми властивостями близька до води. Тому не можна нехтувати силами зчеплення між її молекулами і їхнім об'ємом, як для ідеального газу. Отже характеристичне рівняння $PV = RT$ для водяної пари не може бути застосоване. У всіх перерахованих вище випадках водяна пара – реальний газ.

Властивості реальних робочих тіл описуються відповідними емпіричними рівняннями. Найбільш простим з них, що якісно правильно відбиває поведінку реального робочого тіла – водяної пари, є рівняння Ван-дер-Ваальса (1873 р.):

$$\left(P + \frac{a}{\vartheta^2} \right) \cdot (\vartheta - b) = RT, \quad (5.1)$$

де a й b – експериментально отримані константи, $\frac{a}{\vartheta^2}$ – поправка на сили молекулярної взаємодії; b – поправка на об'єм молекул газу.

Величина $\frac{a}{\vartheta^2}$ характеризує внутрішній тиск і має, наприклад, для рідких тіл досить великі значення (так, для води при $t = 20$ °С становить 1050 МПа).

$$\vartheta^3 - \left(b + \frac{R \cdot T}{P} \right) \vartheta^2 + \left(\frac{a}{P} \right) \vartheta - \frac{a \cdot b}{P} = 0, \quad (5.2)$$

розв'язками якого при $T = const$ є ізотерми, представлені в $P-V$ координатах на рис. 5.1 і відомі як ізотерми Ван-дер-Ваальса.

У дійсності в області 2 (рис. 5.1) ізотерми протікають при $P = const$ у вигляді прямих $m-n$, побудова яких виконується за умови рівності площадок, обмежених кривими, розташованими вище й нижче даної прямої $m-n$.

З'єднавши точки m , k , n плавною кривою, отримаємо межі різних агрегатних станів робочого тіла: 1 – перегріта пара; 2 – волога пара; 3 – рідина.

Відмінність характеру ізотерм, розташованих вище і нижче ізотерми $T_K = const$, дозволило визначити її як критичну, де K – критична точка з параметрами робочого тіла P_K , $T_K(t)$ і ϑ_K , які можуть бути отримані експериментально та визначають величини коефіцієнтів a і b рівнянь (5.1), (5.2).

Російськими вченими М.П. Вукаловичем і І.І. Новиковим в 1939 р. було одержане рівняння для реальних газів з урахуванням асоціації і дисоціації їхніх молекул

$$P \vartheta = RT \left(1 - A \frac{1}{\vartheta} - B \frac{1}{\vartheta^2} \right), \quad (5.3)$$

де A і B – експериментальні коефіцієнти.

Рівняння (5.3) на практиці застосовувати складно. З його допомогою обчислені значення основних фізичних величин перегрітої водяної пари при різних значеннях P і T . Складені таблиці й побудована діаграма в $i-S$ координатах, на підставі яких проводяться розрахунки процесів зміни стану водяної пари.

Водяна пара буває перегрітою і насиченою, яка, у свою чергу, ділиться на суху й вологу.

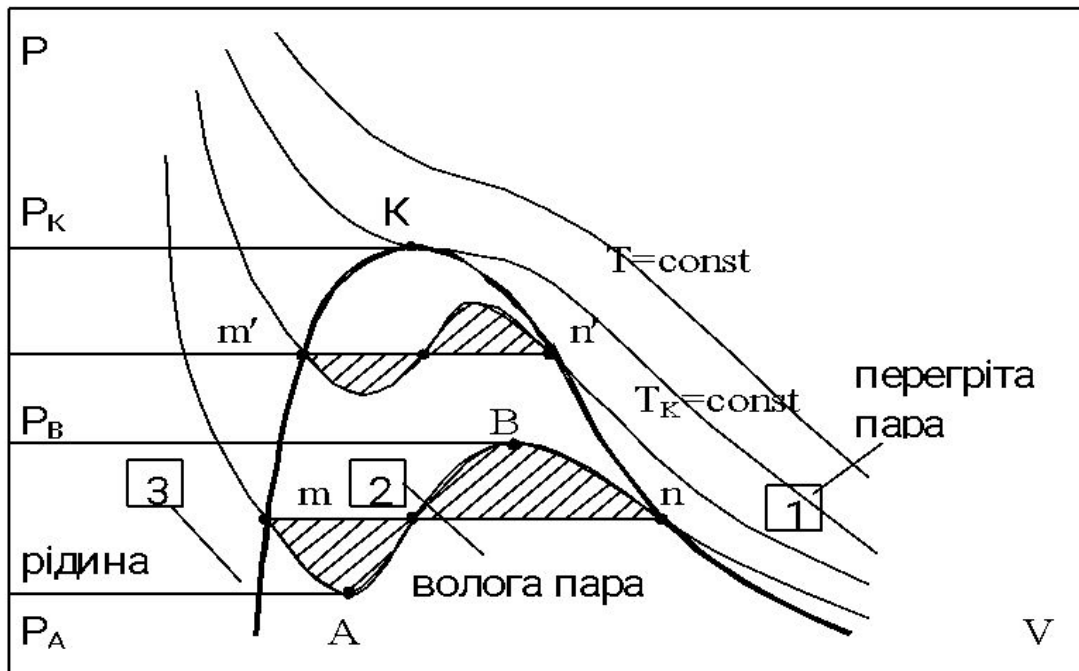
Для з'ясування властивостей водяної пари і її стану розглянемо процес перетворення рідини в пару – процес пароутворення: випаровування і кипіння.

Випаровування

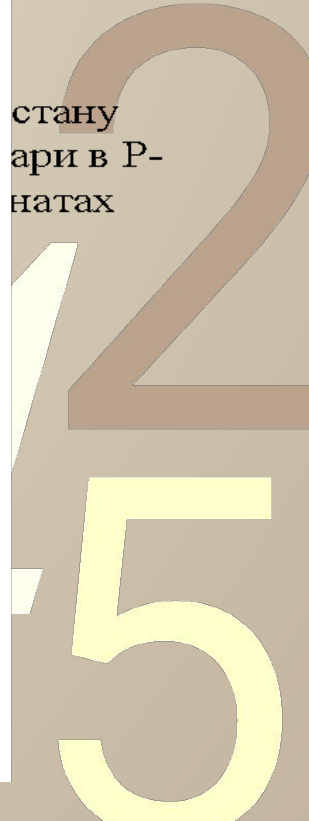
Випаровування – процес пароутворення, що відбувається тільки з поверхні рідини і при будь-якій температурі. Випаровування буде повним, якщо над рідиною знаходиться необмежений об'єм.

Зі збільшенням температури інтенсивність випаровування зростає, тому що зростає швидкість і енергія молекул, сили їхньої взаємодії зменшуються. Температура рідини при випаровуванні падає, що пов'язано зі зменшенням середньої швидкості залишених молекул при вильоті молекул, які мають більші швидкості.

При певній величині температури, яка залежить від природи і тиску рідини, починається пароутворення у всій її масі, що супроводжується утворенням бульбашок, – **кипіння** рідини. Тиск пари, що утворюється при



стану
ари в P-
натах



Процес, зворотний випаровуванню, називається **конденсацією**. Це перетворення пари в рідину, що відбувається при постійній температурі, якщо $P = const$.

При рівності швидкості конденсації і швидкості випаровування в системі настає динамічна рівновага. Пара в такому стані має максимальну густину і називається насиченою. Основна властивість насиченої пари (пари, що перебуває в стані рівноваги з рідиною, з якої вона утворюється) – наявність температури, що є функцією тиску, рівного тиску того середовища, в якому відбувається кипіння.

Тому температура кипіння називається температурою насичення (T_H ; t_H), а тиск – тиском насичення (P_H).

Якщо об'єм насиченої пари зростає при $t_H = const$, то деяка кількість рідини переходить у пару (випаровування > конденсація). У протилежному випадку – частина пари переходить в рідину (конденсація < випаровування). Але в обох випадках тиск залишається постійним.

Момент, при якому випарується остання крапля рідини, відповідає стану **сухої** насиченої пари.

Пара, отримана при неповному випаровуванні рідини, називається **вологою** насиченою парою. Вона являє собою суміш сухої пари з крапельками рідини, які поширені рівномірно у всій його масі й перебувають в ньому в завислому стані.

Масова частка сухої пари у вологій парі називається **ступенем сухості** або масовим паровмістом (x).

Масова частка рідини у вологій парі називається **ступенем вологості** або масовим вологовмістом (y). Вони зв'язані співвідношенням

$$y = 1 - x,$$

де x і y – виражаються в частках одиниці (%), наприклад, $x = 0,95$, $y = 0,05$, тобто $x = 95\%$, $y = 5\%$.

Якщо температура пари більша за температуру насиченої пари того ж тиску, то така пара називається **перегрітою**. Оскільки $t_{ПЕР} > t_H$ при $P = const$, то $\rho_{ПЕР} < \rho_H$, $\vartheta_{ПЕР} > \vartheta_H$. Тому перегріта пара є ненасиченою і за своїми властивостями наближається до газів тим більше, чим вище ступінь перегріву.

У парогенеруючих установках пара з води, як правило, утворюється при $P = const$. Тому термодинамічну сторону процесу пароутворення розглянемо в P - V діаграмі (рис. 5.2), де т. $a - T_0 = 273$ К, тиск P , питомий об'єм ϑ'_0 ;

a - b – ізобарне підведення тепла ($T_H > T_0$ і $\vartheta' > \vartheta'_0$);

т. $b - T = T_H$: при обраному тиску вода закипає і при подальшому підведенні теплоти (b - c) випаровується, але температура рідини і пари $T_H = const$, тобто ізобара й ізотерма процесу кипіння води співпадають;

т. c – повне викіпання води при ϑ'' ;

b - c (області $\vartheta'' - \vartheta'$) – суміш води й пари, яку називають вологою насиченою (рівноважний стан); у т. b вся кількість речовини є рідиною при $T = T_H$ (температура насичення, кипіння, конденсації) $x = 0$; у т. c вся кількість води викіпіла і перейшла в пару, яка називається сухою насиченою ($x = 1$);

c - d – подальше підведення тепла до сухої насиченої пари: $T_d > T_H$ і $\vartheta_d > \vartheta'$, пара в т. d – перегріта.

При більшому тиску описаний процес пароутворення може бути представлений залежністю a - b' - c' - d' , a - b'' - c'' - d'' і т.д. Побудувавши також залежності для декількох значень тиску і з'єднавши т. b та c між собою, отримуємо границі:

1 – нижня пригранична крива між киплячою рідиною та вологою насиченою паром, що характеризується нульовим ступенем сухості ($x = 0$);

2 – верхня пригранична крива, що відповідає параметрам сухої насиченої пари ($x = 1$) – границя між вологою та перегрітою паром.

При певному тиску $P = P_K$, що називається критичним, ці криві зливаються в критичній точці K . Тут кипляча рідина миттєво переходить у суху пару, оскільки ділянка пароутворення відсутня (для води: $P_K = 22,129$ МПа, $\vartheta_K = 0,00326$ м³/кг; $T_K = 647,231$ °К). Поняття критичної температури T_K уперше ввів у 1860 р. Д. І. Менделєєв. T_K – це температура, вище якої газ не може бути переведений в рідину, який би високий тиск до нього не прикладався.

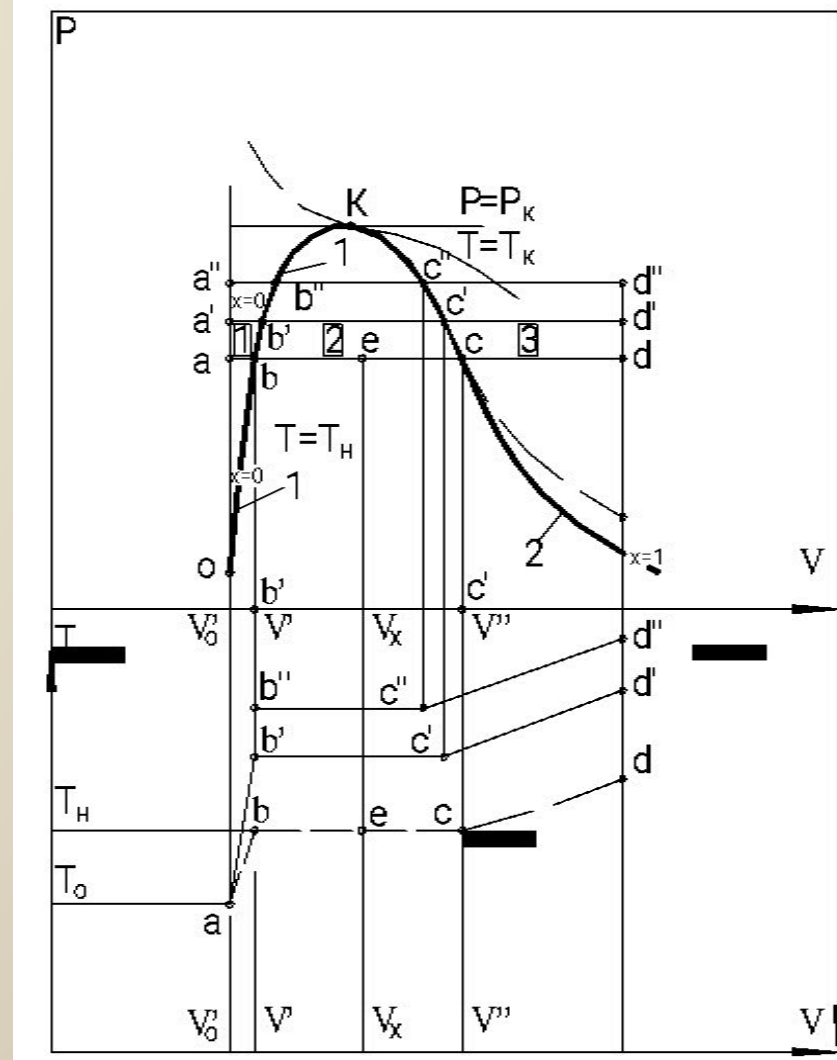


Рис.5.2 - Процес паротворення (на прикладі води при $P = const$), представлений в P - V діаграмі

Відзначимо такі основні параметри стану водяної пари

Суха насичена пара. Теплота пароутворення r – кількість теплоти, витрачена на пароутворення 1 кг води при температурі кипіння до сухої насиченої пари:

$$r = \rho + P(\mathcal{G}'' - \mathcal{G}') = \rho + \psi', \quad (5.4)$$

де ρ – внутрішня теплота паротворення;

ψ – зовнішня теплота паротворення.

Ентальпія сухої насиченої пари

$$i'' = i' + r, \quad (5.5)$$

де i' – ентальпія киплячої рідини.

Внутрішня енергія сухої насиченої пари

$$u'' = i'' - P \mathcal{G}''. \quad (5.6)$$

Суха насичена пара визначається одним параметром: тиском або температурою.

Волога насичена пара. Питомий об'єм вологої пари \mathcal{G}_X – об'єм суміші, що складається з $(1 - x)$ кг киплячої води та x кг сухої пари і визначається як

$$\mathcal{G}_X = (1 - x) \mathcal{G}' + x \mathcal{G}''. \quad (5.7)$$

Ентальпія вологої пари

$$i_X = i' + r_X. \quad (5.8)$$

Внутрішня енергія вологої пари

$$u_X = i_X - P \mathcal{G}_X. \quad (5.9)$$

Перегріта пара. Теплота перегріву q_{Π} – кількість теплоти, яку необхідно затратити на перегрів 1 кг сухої пари до необхідної температури при постійному тиску.

Ентальпія

$$q_{\Pi} = c_{Pm} \Big|_{t_H}^t (t - t_H); \quad (5.10)$$

$$i = i' + r + c_{Pm} \int_{t_H}^t dt. \quad (5.11)$$

Внутрішня енергія

$$u = i - P \vartheta. \quad (5.12)$$

Аналітичні залежності між параметрами водяної пари надто складні, щоб ними можна було користуватися в інженерних розрахунках; тому по них складені таблиці й діаграми для визначення параметрів стану водяної пари.

Найчастіше параметри стану водяної пари визначаються за i - S діаграмою. Якщо говорити про загальний метод дослідження, то він містить у собі визначення таких основних величин:

Зміни внутрішньої енергії

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - P_2 \vartheta_2) - (i_1 - P_1 \vartheta_1). \quad (5.13)$$

Визначення кількості теплоти:

в ізохорному процесі

$$q_V = u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - \vartheta (P_2 - P_1); \quad (5.14)$$

в ізобарному процесі

$$q_P = i_2 - i_1; \quad (5.15)$$

в ізотермічному процесі

$$q_T = T (S_2 - S_1); \quad (5.16)$$

зовнішньої роботи

$$A = q - \Delta U. \quad (5.17)$$

Термодинамічні цикли. Ідеальний цикл Карно

Термодинамічний цикл – круговий процес, що здійснюється термодинамічною системою. Може бути оборотним і необоротним. Оборотний цикл утворюється тільки оборотними процесами. При вивченні термодинамічних газових процесів необхідно виявити, по-перше, закономірність зміни основних параметрів; по-друге, особливості реалізації умов першого закону термодинаміки.

Таким чином, кілька послідовних термодинамічних процесів, наприклад 1-D-2 і 2-C-1 (рис.5.3), складають замкнутий термодинамічний процес, який називається круговий процес або цикл. Тобто термодинамічний цикл – круговий процес, який здійснюється термодинамічною системою.

Цикл називається прямим, якщо лінія розширення в PV діаграмі розташована вище лінії стиску (робота віддається зовнішньому споживачу) 1D2C1 і зворотній, якщо лінія стиску вище лінії розширення (робота здійснюється від стороннього джерела енергії) - 1C2D1.

Таким чином, будь-який елементарний процес, що входить до циклу, здійснюється при підводі ($dS > 0$) або відводі ($dS < 0$) теплоти dQ , супроводжується здійсненням (при $dV > 0$) або витратою (при $dV < 0$) роботи dA , збільшенням (при $dT > 0$) або зменшенням (при $dT < 0$) внутрішньої енергії, але завжди при виконанні умов першого закону термодинаміки $dQ = dU + dA$, інтегрування якого по замкнутому контуру дає $\oint dQ = q_{ц}$, $\oint dA = A_{ц}$, тому що $\oint dU = 0$.

Тут $q_{ц}$ та $A_{ц}$ відповідно теплота, яка перетворена у циклі в роботу, та робота, яка здійснилась робочим тілом (різниця A_1 / - A_2 / позитивних і негативних работ елементарних процесів циклу). На рис. 5.3 A_1 характеризується площею під процесом 1D2, A_2 – 2C1. Отже, $A_{ц}$ визначається площиною, яку займає цикл. Якщо сума підведеної теплоти у циклі q_1 / , то

$$A_{ц} = q_{ц} = q_1 - q_2 \quad (5.18)$$

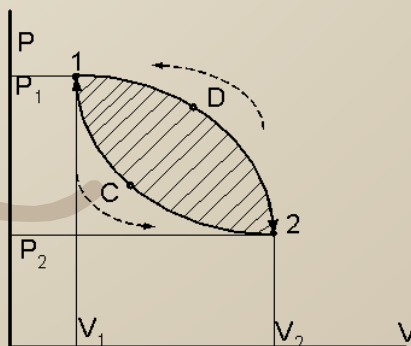


Рис. 5.3 - Зображення циклу на P – V діаграмі.

Для здійснення циклу 1D2C1 (рис. 5.3) необхідні два джерела теплоти: один з високою температурою T_1 , другий - з низькою T_2 . При цьому не все тепло q_1 перетворюється в роботу, тому що q_2 передається холодному джерелу. У зв'язку з цим, для другого закону термодинаміки можна дати ще кілька формулювань:

- передача теплоти від холодного джерела теплоти до гарячого неможливо без витрати роботи;

- неможливо виконати періодично діючу машину, яка здійснює механічну роботу і відповідно охолоджує тепловий резервуар (постулат Томсона);

- природа прагне до переходу від менш ймовірних станів до більш ймовірних (Больцман).

Економічність будь-якого двигуна тим вище, чим більше робота $A_{ц}$, яка отримана при заданому підводі теплоти q_1 , та оцінюється термічним коефіцієнтом корисної дії.

Термічний к.к.д. – відношення корисно використаної у циклі теплоти $q_{ц}$ (або отриманої роботи $A_{ц}$) до всієї кількості теплоти, витраченому на цикл

$$\eta_e = \frac{q_{ц}}{|q_1|} = \frac{A_{ц}}{|q_1|} = \frac{|q_1| - |q_2|}{|q_1|} \quad (5.19)$$

або

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (5.20)$$

Цикл, розглянутий вище (рис.5.3), є прямим циклом – циклом двигуна, який здійснює позитивну роботу ($A_1 > A_2$). Йому відповідає зворотній цикл 1C2D1, у якому за рахунок витрати зовнішньої роботи $|q_1| - |q_2| = -A_1$ теплота передається від холодного джерела до гарячого. За такими зворотними циклами працюють холодильні машини, економічність роботи яких оцінюється холодильним коефіцієнтом

$$\varepsilon_x = \frac{q_2}{A_{ц}} = \frac{|q_2|}{|q_2| - |q_1|} \quad (5.21)$$

Вивчення ідеальних кругових процесів має істотне значення для аналізу роботи теплоенергетичних машин.

Цикл Карно – ідеальний цикл теплових машин, оборотний круговий процес, у якому здійснюється повне перетворення теплоти в роботу (або роботи в теплоту). Запропонован у 1824 році французьким фізиком С.Карно.

Складається з двох ізотермних ($T_1 = \text{const}$ 1-2 та $T_2 = \text{const}$ 3-4) процесів ($T_1 > T_2$) та двох адіабатних ($dq = 0$ 2-3 и 4-1), які в PV та TS координатах представлені на рис.5.4.

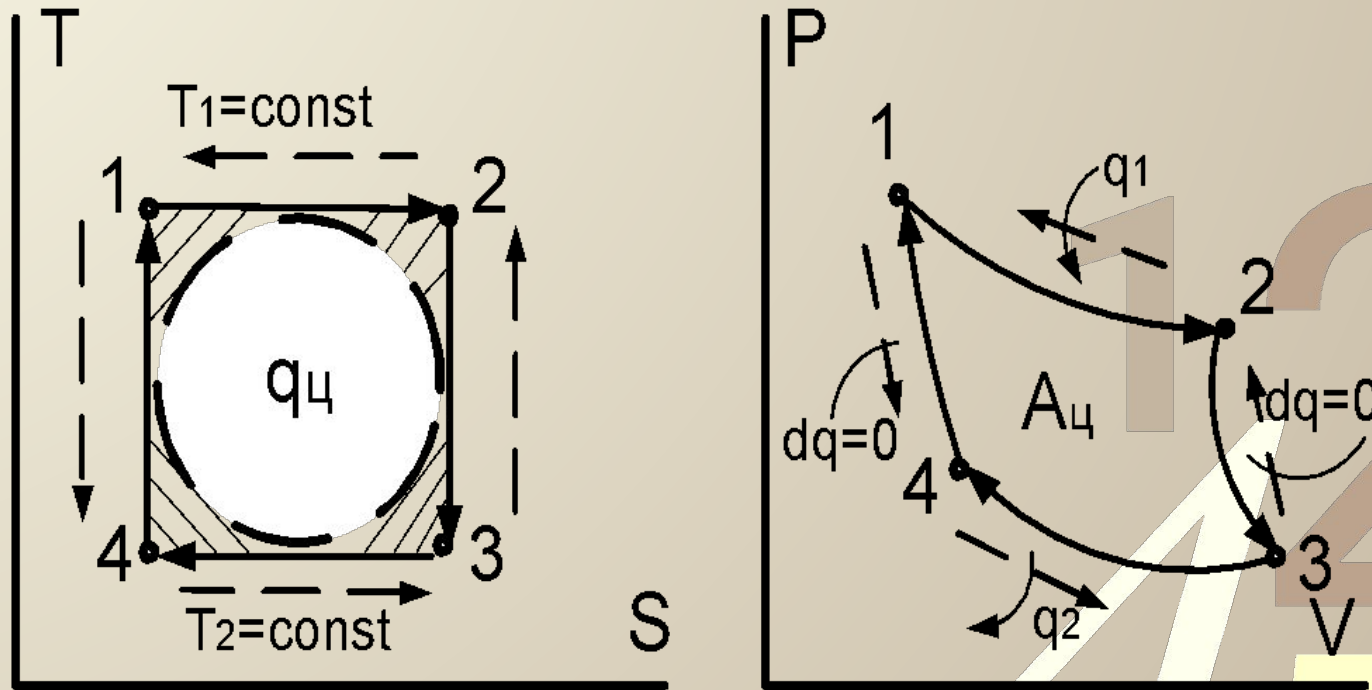


Рис.5.4.- Цикл Карно в TS - і PV- координатах.

Відповідно до першого закону термодинаміки

$$q_{1-2} = \Delta U_{1-2} + A_{1-2}$$

$$0 = \Delta U_{2-3} + A_{2-3}$$

$$q_{3-4} = \Delta U_{3-4} + A_{3-4}$$

$$0 = \Delta U_{4-1} + A_{4-1}$$

Внутрішня енергія при постійній температурі не змінюється ($\Delta U_{1-2} = 0$; $\Delta U_{3-4} = 0$). Зміна внутрішньої енергії в адіабатних процесах 2-3 та 4-1, які протікають в одному і тому ж інтервалі температур, одна і та сама ($\Delta U_{2-3} = \Delta U_{4-1}$).

Таким чином, робота циклу Карно дорівнює

$$A_{\text{ц}} = A_{1-2} + A_{2-3} - |A_{3-4}| - |A_{4-1}| = q_{1-2} - |q_{3-4}|$$

і термічний ККД

$$\eta = 1 - \frac{|q_{3-4}|}{q_{1-2}} \quad (5.22)$$

Згідно з T-S діаграмою теплота циклу Карно дорівнює:

$q_{1-2} = T_1(S_2 - S_1)$; $q_{3-4} = T_2(S_3 - S_{4-1})$; $S_2 - S_1 = S_3 - S_{4-1}$, а коефіцієнт корисної дії

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (5.23)$$

тобто визначається відношенням температур гарячого і холодного джерел.

Цикл Карно складається з оборотних процесів та являється оборотним. при цьому холодильний коефіцієнт :

$$\varepsilon_x = 1 / \left(\frac{T_1}{T_2} - 1 \right) = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (5.24)$$

Цикл Карно має максимально можливі значення коефіцієнтів $\eta_{\text{ц}}$ та ε_x при заданих T_1 та T_2 , які не залежать від фізичних властивостей робочого тіла

Цикли паросилових установок

Головним робочим тілом теплових електричних станцій є водяний пар. Його властивості, які розглянуто в 5.2.1., не дозволяють реалізувати ідеальний цикл Карно. Тому, основним термодинамічним циклом, що реалізується в ТЕС, є цикл Ренкіна.

Цикл Карно (рис. 5.4). не можна реалізувати на практиці по наступній причині. В т.4 (рис.5.4), де закінчується стиснення по ізотермі 3-4 (конденсація), стан пару відповідає вологому пару деякої ступені сухості X . Об'єм пари при низьких значеннях P і T дуже великий, тому для його стиснення по ізентропі 4-1 потрібний компресор (насос) великих розмірів. Тому в паросилових установках набув застосування цикл, який запропонував Ренкін, – ідеальний замкнутий цикл зміни стану робочого тіла, що представлено у TS діаграмі на рис. 5.5

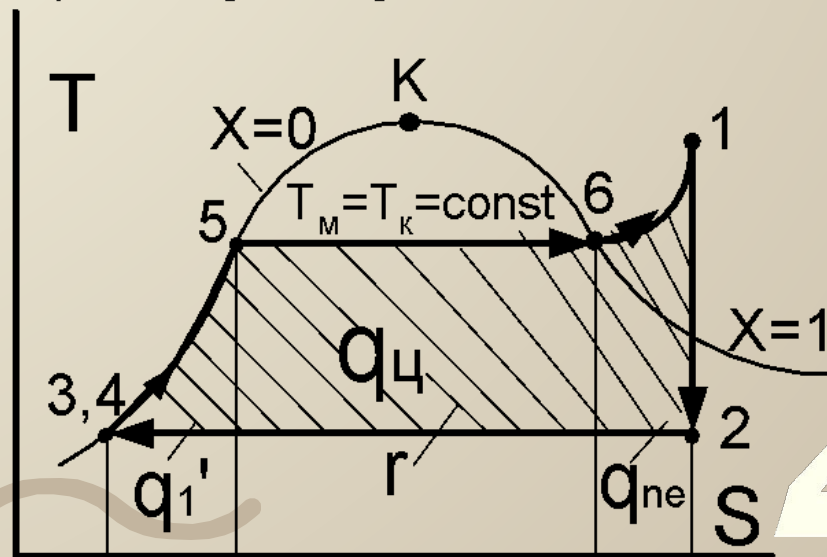


Рис. 5.5 - Цикл Ренкіна

Особливістю циклу Ренкіна є те, що стиснення пари продовжено в ізотермічному процесі до повної конденсації пари, тобто до нижчої прикордонної кривої ($x=0$). В цьому випадку у насосі відбувається стиснення конденсату, а не пари, що приводить до суттєвого зменшення об'єму циліндру насосу та роботи, яка витрачається на його привід.

Вода, що поступає у котел, нагрівається завдяки теплоті q_1 , яка отримується при спалюванні палива в топці (процес 4-5, рис.5.5), досягає температури насичення при заданому тиску P . При наступному підводі питомої кількості теплоти r отримується спочатку суха насичена пара (процес 5-6), а потім перегріта (процес 6-1), яка подається у турбіну, де відбувається процес 1-2 адіабатного розширення. Точка 2 знаходиться в області вологої насиченої пари. Відпрацьована у турбіні пара поступає до конденсатора, у якому охолоджувальною водою від неї відбирається теплота q_2 , пара конденсується (процес 2-3) та перетворюється у воду (т.3). Одержаний конденсат насосом повертається в котел (точка 4).

Вода розглядається у якості нестисливої рідини, нижча погранична крива розташована поблизу процесу 3-4. Завдяки цьому процес подачі води насосом приймається ізохорним. Часто процеси стиснення у насосі та підігрів води у котлі до стану кипіння сполучають (процес 3-5). Утворений таким чином термодинамічний цикл є циклом Ренкіна, питома витрата пари та

теплоти при здійсненні якого, визначаються як $d_0 = \frac{3600}{i_1 - i_2}$; $q = d_0(i_1 - i_2)$, де $i_1 - i_2 = h_0$ - розташований теплоперепад.

Контрольні запитання

0011 0010 1010 1101 0001 0100 1011

1. Процес пароутворення. Випаровування, кипіння, конденсація.
2. Властивості водяної пари. Рівняння та ізотерми Ван-дер-Ваальса.
3. Зображення процесу пароутворення в робочій (P-V) і тепловій (T-S) діаграмах.
4. Ступінь сухості і вологості. Суха і волога насичена пара. Перегріта пара.
5. Термодинамічні цикли. Ідеальний цикл Карно. Тепловий і холодильний ККД циклу Карно.
6. Цикли паросилових установок. Термодинамічний цикл Ренкіна.

