



Статистична фізика та термодинаміка

20 год. – лек.; 20 год. - практи.

i.protsenko@aph.sumdu.edu.ua

проф. Проценко І.Ю.

Суми 2023

Зміст

1. Основні поняття і закони термодинаміки

1. Вступ
2. Опис макроскопічної системи за допомогою термодинамічних величин
3. Внутрішня енергія
4. Перший закон термодинаміки
5. Рівняння стану ідеального газу
 1. Ізопроееси
 2. Адіабатичний процес
 3. Політропічний процес
6. Другий закон термодинаміки
7. Термодинамічні цикли. Цикл Карно.
8. Характеристичні функції Гіббса. Термодинамічні рівняння Максвелла.
9. Умови термодинамічної рівноваги
10. Класифікація фазових переходів. Фазові переходи першого роду. Фазові переходи другого роду.

2. Статистична фізика

Основні поняття статистичної фізики

1. Фазовий простір.
2. Теорема Ліувілля про збереження фазового об'єму.
3. Ергодична гіпотеза.

2. Статистичні розподіли.

1. Канонічний розподіл Гіббса.
2. Розподіл Максвелла.
3. Розподіл Больцмана для газу в зовнішньому полі.
4. Основи квантової статистики. Розподіл Бозе-Ейнштейна і Фермі – Дірака.
5. Теплоємність газів.
6. Теорії теплоємності кристалів: Теорія Дюлонга і Пті. Моделі Ейнштейна і Дебая.

Рекомендована література

1. Решетняк С. О. Теоретична фізика. Статистична фізика та термодинаміка. Основні принципи статистики та термодинаміки [Електронний ресурс]: навч. посіб. для здобувачів ступеня бакалавра за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» / С. О. Решетняк, В. Ф. Русаков. – Електронні текстові данні (1 файл: 1,8 Мбайт). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2022. – 136 с.
2. Дудик М.В. Термодинаміка і статистична фізика (курс лекцій): навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів фізико-математичних спеціальностей. – Умань: ПП «Жовтий», 2015. – 132 с.
3. Статистична фізика: Практикум [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка» / КПІ ім. Ігоря Сікорського; уклад.: В. М. Коваль. – Електронні текстові данні (1 файл: 1,88 Мбайт). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021. – 82 с.
4. Рубіш В.В. Конспект лекцій з курсу "Термодинаміка та статистична фізика" – Ужгород: ДВНЗ УжНУ, 2015. – 155 с.

Вступ

Молекулярна фізика вивчає фізичні властивості тіл у різних агрегатних станах на основі розгляду їх молекулярної будови

Методи вивчення

Статистичний

(молекулярно-кінетичний)

ґрунтується на основні уявлень про молекули речовини, їхньому рух і взаємодію.

Термодинамічний

Не враховує молекулярну природу речовини, а теплові явища описує макроскопічними параметрами

(p, V, T, m, \dots)

Дослідним шляхом встановлюється зв'язок між ними, а пояснення дається на основі фундаментальних законів фізики.

Внутрішня енергія тіла (ВЕ)

Енергія руху і взаємодії частинок, з яких складається тіло

Функція, яка визначає стан системи
 $U=f(p, V, T, \dots)$

Способи зміни внутрішньої енергії

Механічна робота
 $A=FS \cos\alpha$

Теплообмін

Q

Теплопровідність

Конвекція

Випромінювання

I Закон термодинаміки

Закон збереження енергії стосовно теплових процесів складає суть першого закону термодинаміки .

Закон зміни енергії для будь-яких термодинамічних процесів записується у вигляді:

$$dU = \delta Q - \delta A. \quad (1)$$

Вираз (1) можна переписати у вигляді

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (2)$$

Кількість теплоти надана системі йде на зміну її внутрішньої енергії та на виконання системою роботи проти зовнішніх сил.

Рівняння стану ідеального газу

$$\frac{PV}{T} = \frac{m}{\mu} R$$

$$R = N k = \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{Моль}}$$

8,31

Ізопроцеси:

$m = \text{const}$

+

$T = \text{const}$



ізотермічний
 $PV = \text{const}$

+

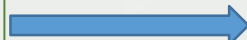
$P = \text{const}$



ізобарний
 $V/T = \text{const}$

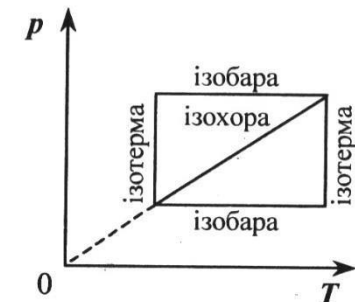
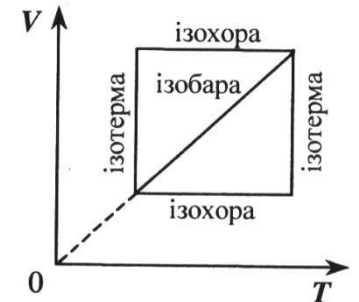
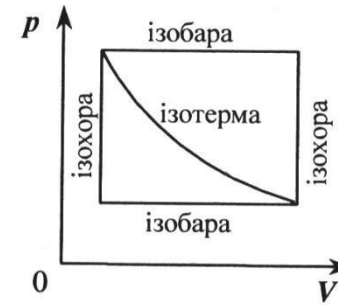
+

$V = \text{const}$



ізохорний
 $P/T = \text{const}$

Графіки ізопроцесів.



Адіабатичний процес

Запишемо рівняння адіабати у координатах P, V

$$c_V dT = -PdV ; PV = RT \Rightarrow dT = \frac{PdV + VdP}{R}, \text{ а } c_p - c_V = R.$$

$$\frac{c_V}{R} PdV + \frac{c_V}{R} VdP + PdV = 0$$

$$\left(\frac{c_V}{R} + 1\right)PdV + \frac{c_V}{R}VdP = 0$$

$$\frac{c_V + c_p - c_V}{c_p - c_V} PdV + \frac{c_V}{c_p - c_V} VdP = 0$$

$$c_p PdV + c_V VdP = 0; \quad \frac{c_p}{c_V} = \gamma$$

$$\frac{c_p}{c_V} PdV + VdP = 0$$

$$\gamma \frac{dV}{V} P + dP = 0$$

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0$$

$$\gamma \ln V + \ln P = \text{const}$$

$$\underline{PV^\gamma = \text{const}}$$

I Закон термодинаміки

Політропічний процес

$$dQ = c_{\pi} dT$$

$$PV = RT ; dT = \frac{Pdv + VdP}{R} ; \frac{c_{\pi}}{R} (PdV + Vdp) = \frac{c_V}{R} (Pdv + VdP) + PdV$$

$$\left(\frac{c_{\pi} - c_V}{R} - 1\right)PdV - \left(\frac{c_V - c_{\pi}}{R}\right)VdP = 0$$

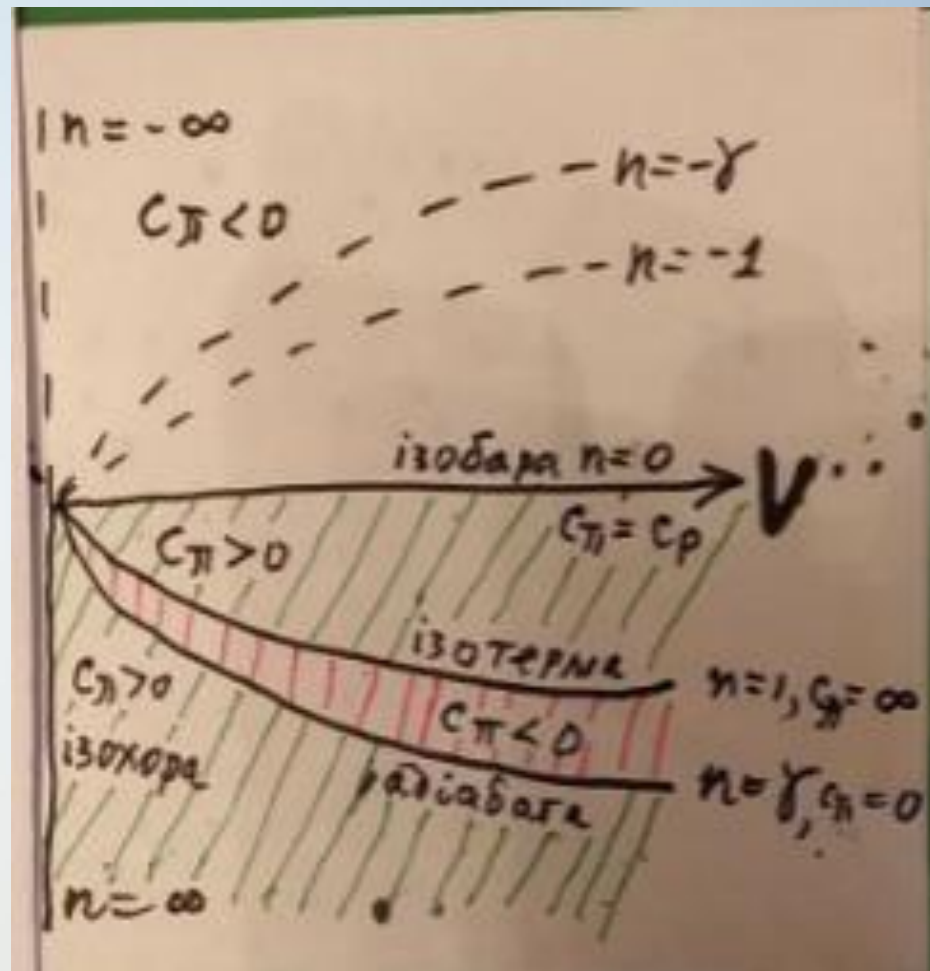
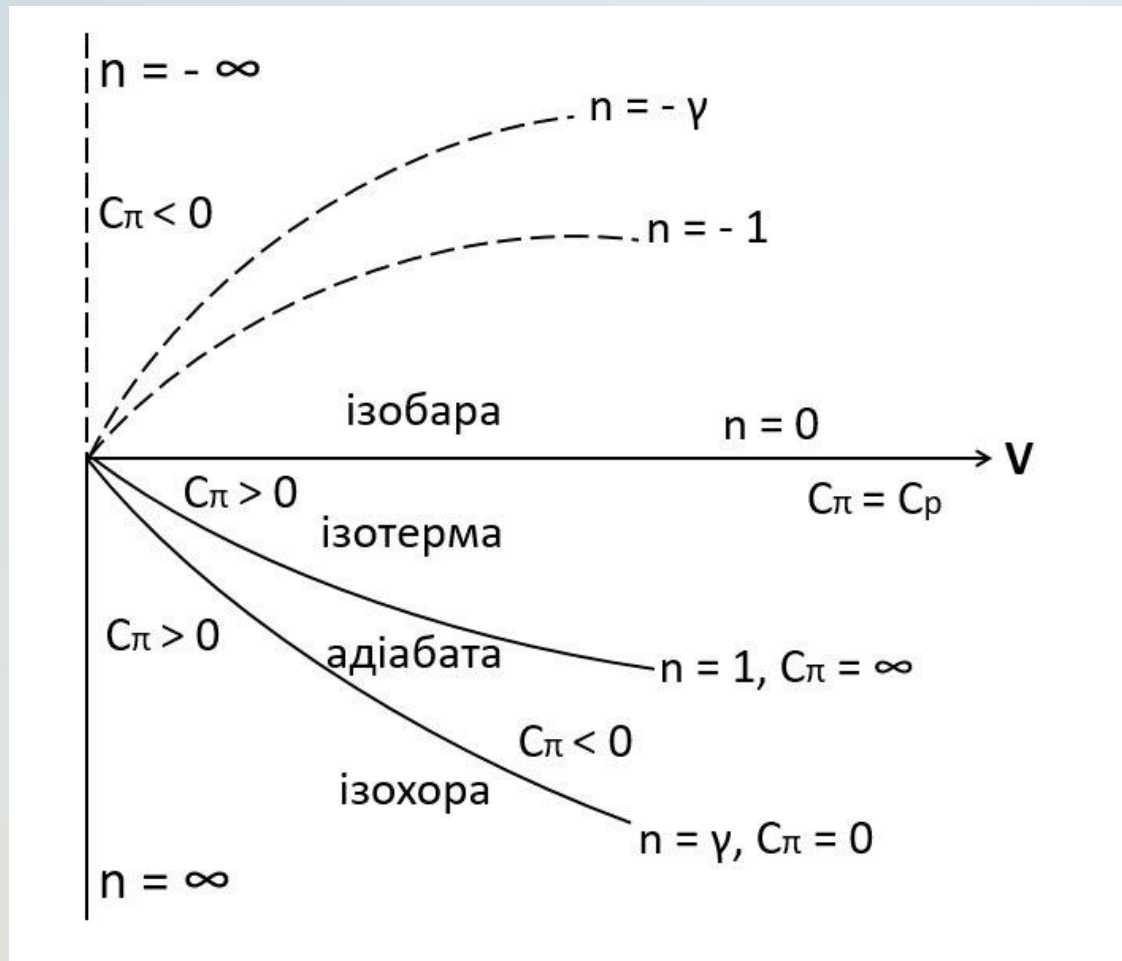
$$(c_{\pi} - c_P)PdV + (c_{\pi} - c_V)VdP = 0$$

$\frac{c_{\pi} - c_P}{c_{\pi} - c_V} PdV + VdP = 0$; $nPdV + VdP = 0$; Після розділення змінних

параметрів отримуємо: $n\frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0$, а після інтегрування:

$n \ln V + \ln P = \text{const}$, після потенціювання – рівняння політропи:

$$PV^n = \text{const}$$



І Закон термодинаміки

Рівняння політропічного процесу в різних термодинамічних координатах:

$$PV^n = \text{const}$$

$$TV^{n-1} = \text{const}$$

$$P^{1-n}T^n = \text{const}$$

Показник адиабати:

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$$

Термодинамічний процес	n	C	Робота
Ізотермічний	1	∞	$\frac{m}{\mu} RT \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$
Ізобаричний	0	C_P	$P(V_2 - V_1)$
Ізохоричний	∞	C_V	0
Адіабатичний	γ	0	$\frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$

II Закон термодинаміки

II закон термодинаміки для зворотних процесів

- Із експериментів випливає, що кожен систему можна характеризувати деякою величиною S , яка зберігається при адіабатичних процесах і є однозначною функцією стану – *ентропією*.
- Ентропія, як і внутрішня енергія може бути визначена лише з точністю до деякої константи.
- При дослідженні термодинамічних процесів нас буде цікавити зміна ентропії. Ентропія є адитивною величиною: ентропія складної системи рівна сумі ентропій всіх її однорідних частин $S = S_1 + S_2$.
- Неможливо створити такі періодично діючі пристрої, які б виконували роботу тільки за рахунок відбору теплоти від одного і того ж джерела. Ніякі дві адіабати не можуть перетинатися. Отже, одному і тому ж стану відповідає тільки одне значення функції $S(P,V)$.

II Закон термодинаміки

Ентропія (S) – міра безпорядку (невпорядкованості) системи, яка прямує до *max* (уведена Р. Клаузіусом)

Її називають елементарною приведеною теплотою процесу.

Ентропія – функція стану системи, яка вимірюється у Дж/(моль·К)

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad S_2 - S_1 = \Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$$

II Закон термодинаміки

Неможливим є такий процес, єдиним результатом якого є виконання роботи, еквівалентної кількості теплоти, отриманої від зовнішніх тіл.

Тобто, процес перетворення енергії впорядкованого руху тіла як цілого у енергію неупорядкованого руху частинок з яких воно складається є необоротним.

Енергія впорядкованого руху \rightarrow енергія неупорядкованого руху (кінетична цілого тіла у внутрішню) без будь-яких додаткових процесів.

Але зворотній перехід енергії неупорядкованого руху у енергію впорядкованого руху не може бути єдиним результатом термодинамічного процесу.



II Закон термодинаміки

Другий закон термодинаміки носить статистичний характер, тобто застосовується для систем, що складаються з великого числа частинок.

Кількісна залежність між ентропією і термодинамічною ймовірністю стану системи виражається рівнянням Больцмана:

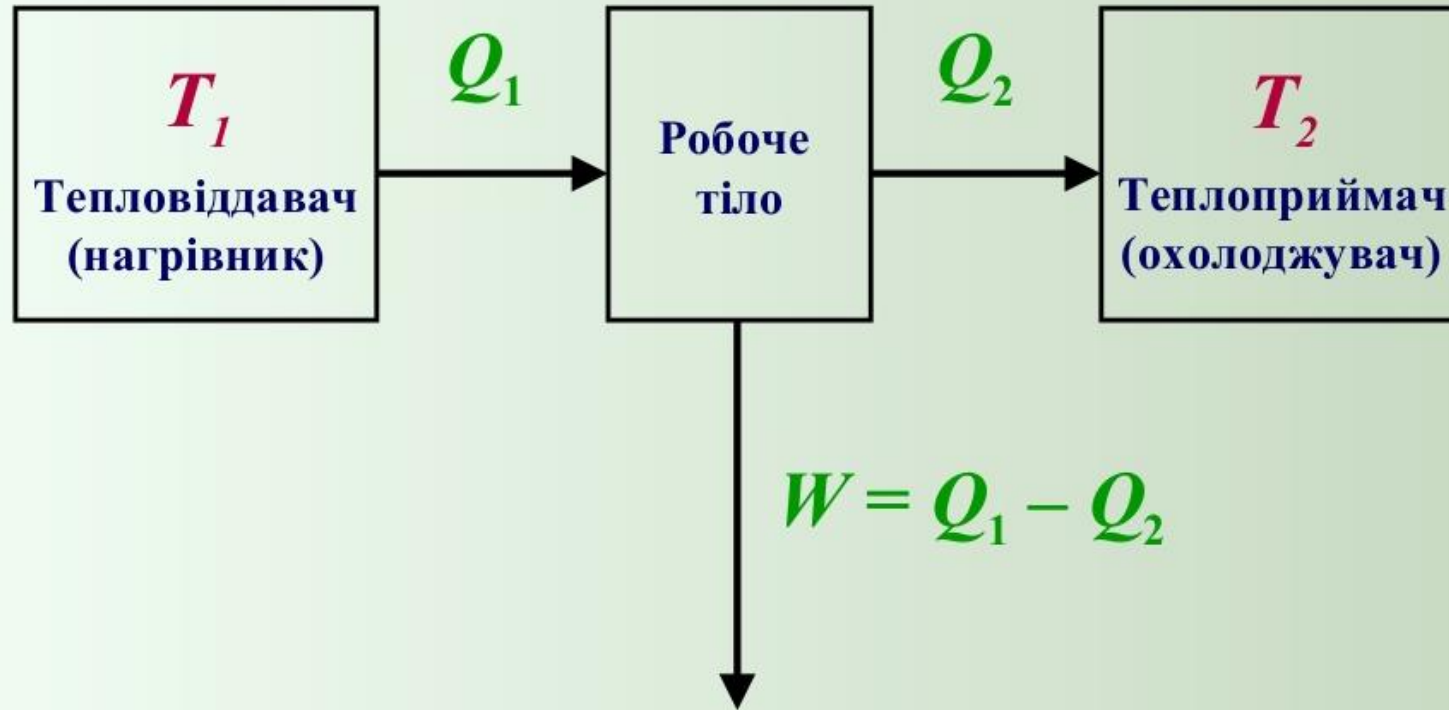
$$S = k \cdot \ln W,$$

де W – термодинамічна ймовірність стану системи, k – стала Больцмана.

Один термодинамічний стан, що характеризується тиском, об'ємом, температурою може відповідати різним положенням молекул у просторі і різним розподілом енергії між ними.

II Закон термодинаміки

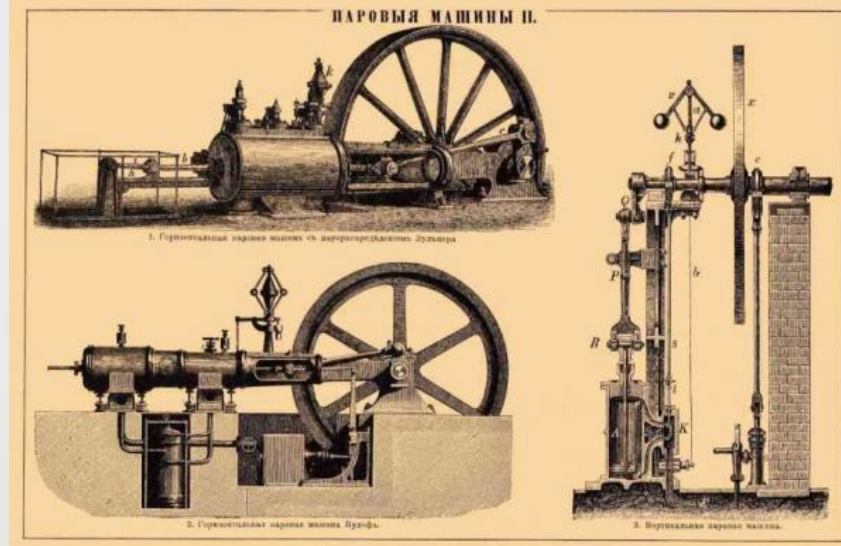
Робота теплової машини ($T_2 < T_1$)

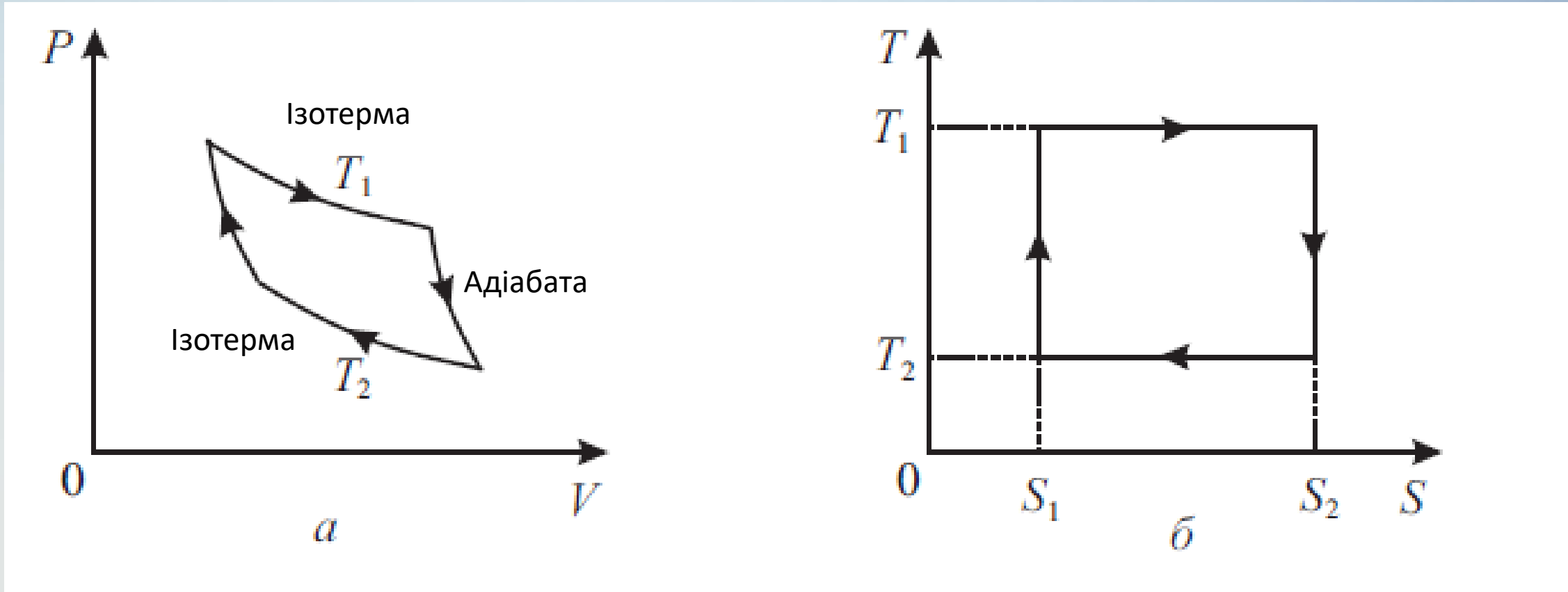


Никола Леонар Саді Карно (1 червня 1796 — 24 серпня 1832) — французький фізик і математик .

У 1824 вийшла перша і єдина робота Саді Карно — «Роздуми про рушійну силу вогню і про машини, здатні розвивати цю силу». Ця робота вважається основоположною в термодинаміці. У ній було проведено аналіз існуючих у той час парових машин, і було виведено умови, за яких ККД досягає максимального значення (у парових машинах того часу ККД не перевищував 2%). Крім цього у цій же роботі були запроваджені основні поняття термодинаміки: ідеальна теплова машина, ідеальний цикл, оборотність і необоротність термодинамічних процесів.

Помер Карно в 1832 році від холери. За тодішніми правилами боротьби з епідемією все його майно, в тому числі і папери, було спалено. Таким чином, його наукова спадщина була втрачена. Вцілів лише один записник — у ньому зокрема було сформульовано Перший закон термодинаміки .





Цикл Карно в різних координатах

II Закон термодинаміки

Відношення кількості виконаної роботи до кількості теплоти, отриманої робочим тілом від нагрівника —

термодинамічний коефіцієнт корисної дії η (к.к.д.):

$$\eta = \frac{W}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

Розглянувши цикл Саді Карно, на якому заснована робота теплової машини, отримуємо:

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

максимальне значення η залежить лише від температури нагрівника та охолоджувача

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Характеристичні функції Гіббса. Термодинамічні рівняння Максвелла

$$TdS = dU + pdV, \quad TdS = dU + pdV \Rightarrow (\partial U / \partial S)_V = T, \quad (\partial U / \partial V)_S = -p$$

$$dU - d(TS) = TdS - pdV - d(TS) \Rightarrow d(U - TS) = TdS - pdV - d(T \cdot S) = -pdV - SdT.$$

$$dF = -SdT - pdV \Rightarrow (\partial F / \partial V)_T = -p, \quad (\partial F / \partial T)_V = -S,$$

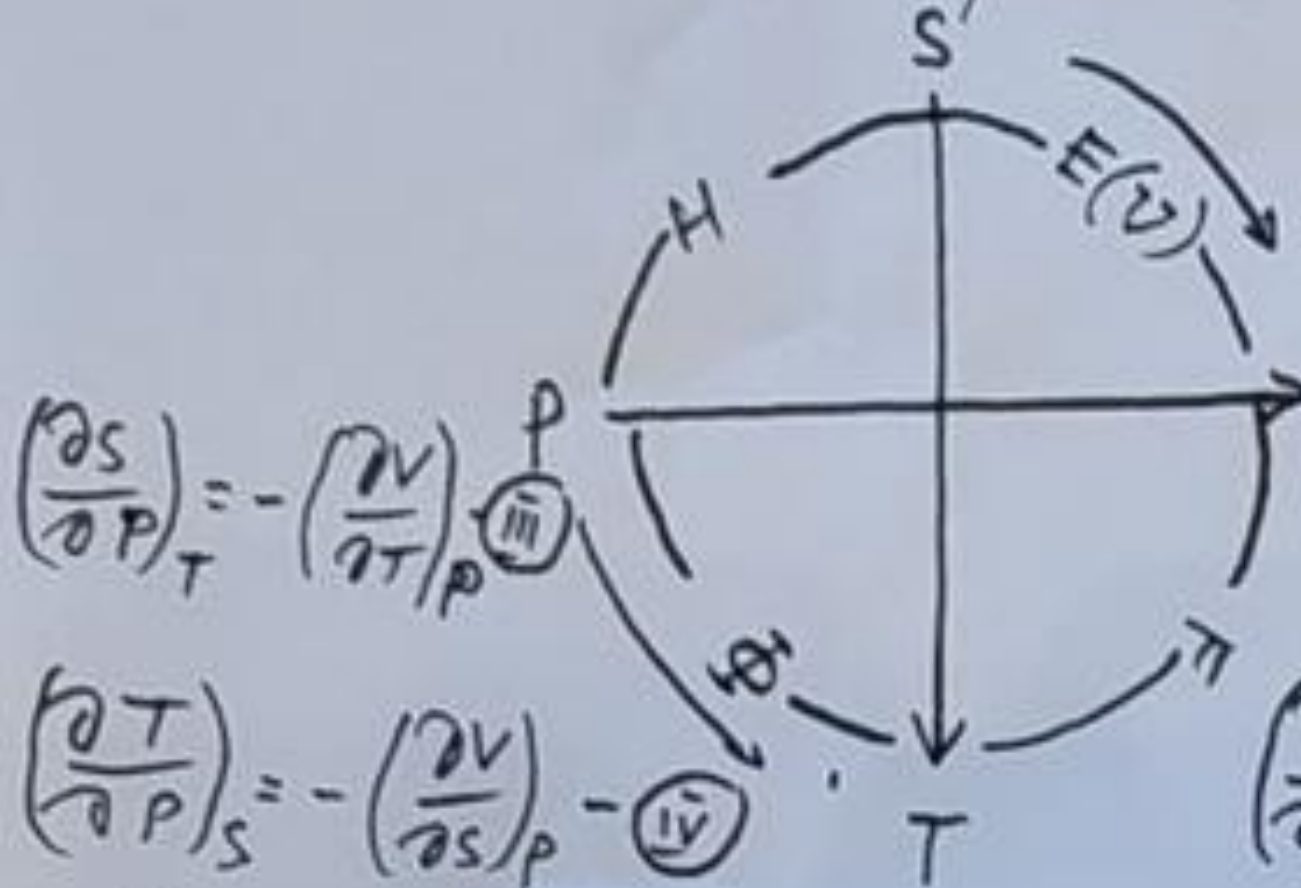
$$\begin{aligned} dU - d(TS) + d(pV) &= d(U - TS + pV) = \\ &= TdS - pdV - TdS + pdV - SdT + Vdp = -SdT + Vdp. \end{aligned}$$

$$d\Phi = -SdT + Vdp \Rightarrow (\partial \Phi / \partial T)_p = -S, \quad (\partial \Phi / \partial p)_T = V$$

$$dU + d(pV) = d(U + pV) = TdS - pdV + pdV + Vdp = TdS + Vdp$$

$$dH = TdS + Vdp \Rightarrow (\partial H / \partial S)_p = T, \quad (\partial H / \partial p)_S = V,$$

Термодинамічні рівняння Максвелла



$$dU = SdT - pdv,$$

$$dF = -SdT - pdv,$$

$$dG = -SdT + vdp,$$

$$dH = Tds + vdp$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P \quad \text{iii}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = -\left(\frac{\partial v}{\partial S}\right)_P \quad \text{iv}$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V = -\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_S \quad \text{i}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \quad \text{ii}$$

УМОВИ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ РІВНОВАГИ

Умова рівноваги гетерогенній системі

$$\Phi = \Phi_{\min}, \quad d\Phi = 0 \begin{cases} P = \text{const} \\ T = \text{const} \end{cases}, \quad d\Phi = \sum_{i=1}^r d\varphi_i = 0$$

$$\Phi_i = \Phi_i(P, T, m_i^{(1)}, m_i^{(2)}, \dots, m_i^{(n)})$$

$$d\Phi = \sum_{i=1}^r \sum_{k=1}^n \frac{\partial \varphi_i}{\partial m_i^{(k)}} dm_i^{(k)} = 0 - \text{у т. рівновазі}$$

$$d\Phi = \frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(1)}} dm_1^{(1)} + \frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(2)}} dm_1^{(2)} + \dots + \frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(n)}} dm_1^{(n)} +$$
$$+ \dots + \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(1)}} dm_r^{(1)} + \dots + \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(n)}} dm_r^{(n)} = 0$$

$$\left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(1)}} - \lambda^{(1)} \right) dm_1^{(1)} + \dots + \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(2)}} - \lambda^{(2)} \right) dm_1^{(2)} +$$

$$+ \dots + \left(\frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(1)}} - \lambda^{(1)} \right) dm_r^{(1)} + \dots + \left(\frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(n)}} - \lambda^{(n)} \right) \times$$

$$\times dm_r^{(n)} = 0; \quad \lambda^{(1)} = \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(1)}} = \dots = \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(1)}};$$

$$\lambda^{(2)} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(2)}} = \dots = \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(2)}}; \dots; \lambda^{(n)} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(n)}} = \dots = \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(n)}}$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(1)}} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial m_2^{(1)}} = \dots = \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(1)}}$$

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial m_2^{(2)}} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial m_2^{(2)}} = \dots = \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(2)}}$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial m_1^{(n)}} = \dots = \frac{\partial \varphi_r}{\partial m_r^{(n)}}$$

$$M_i^{(k)} = \frac{\partial \varphi_i}{\partial m_i^{(k)}}$$

$$\prod \mu \quad T_1 = T_2 = \dots = T_r ; \quad P_1 = P_2 = \dots = P_r$$

$$\mu_1^{(1)} = \mu_2^{(1)} = \dots = \mu_r^{(1)}$$

$$\mu_1^{(2)} = \mu_2^{(2)} = \dots = \mu_r^{(2)}$$

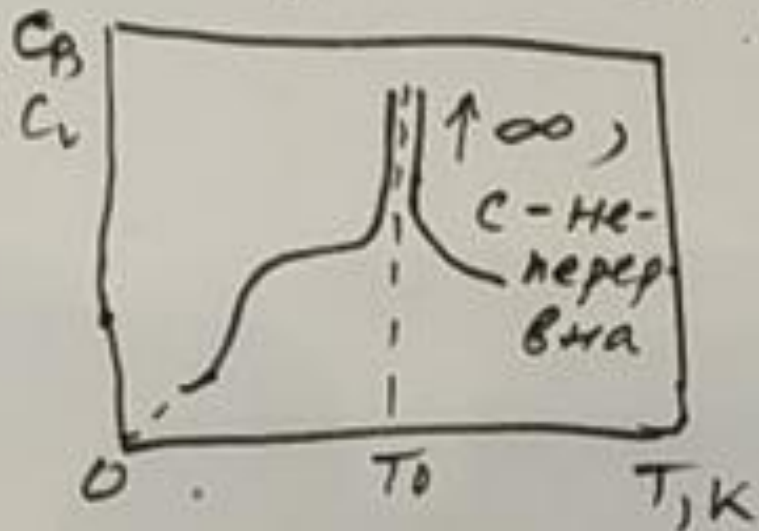
$$\mu_1^{(n)} = \mu_2^{(n)} = \dots = \mu_r^{(n)}$$

$$N_{zar} = nr + 2 - r ; \quad N_{c.б.} = nr - r + 2 - N_{p.з.}$$

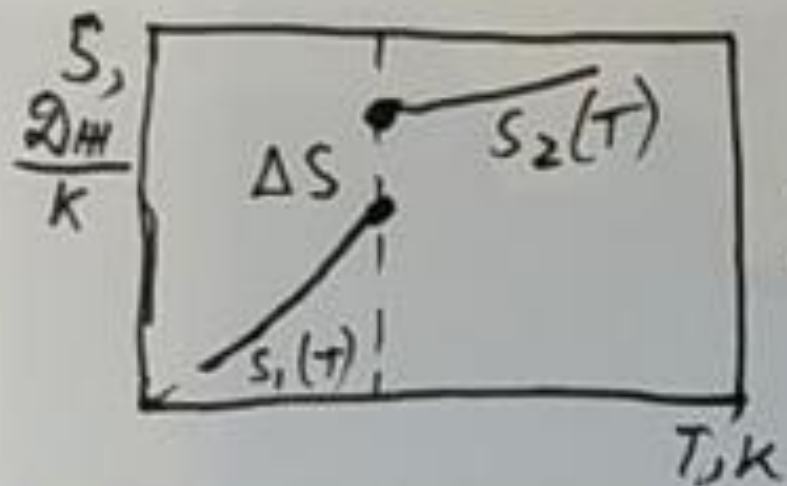
$$N_{c.з.} = \dots \cdot n - r + 2 \Rightarrow \boxed{r \leq n + 2}$$

Фазові переходи I роду

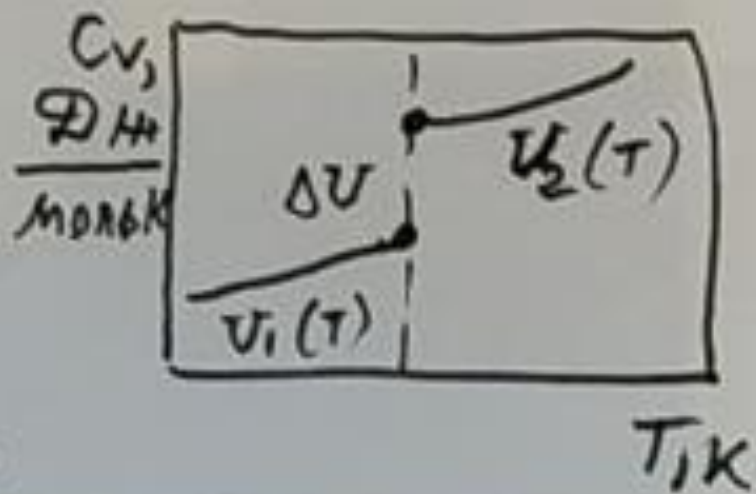
1. C_p, C_v



2. S



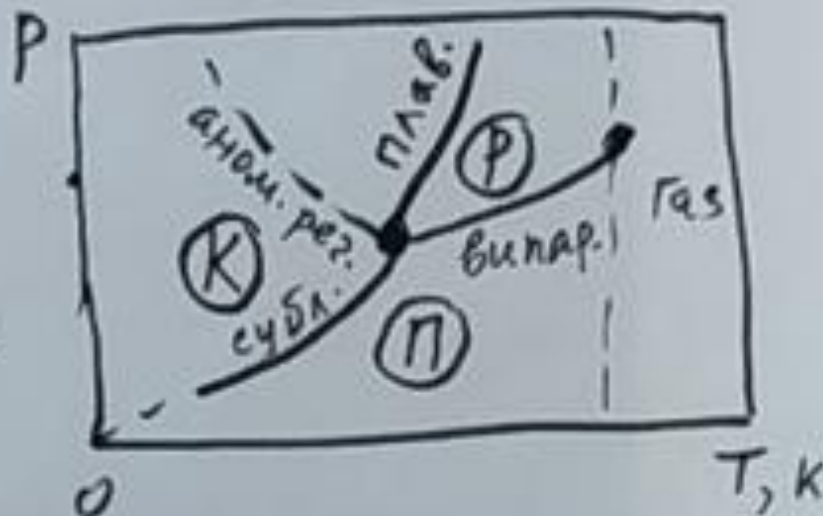
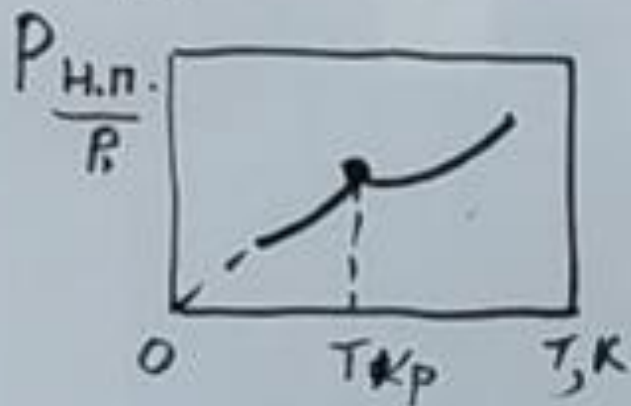
3. U



Фазові переходи I- та II- роду

$$\frac{dP}{dT} \approx \frac{\lambda}{T V_n} \quad , \quad V_n \gg V_p \quad , \quad PV_n = RT$$

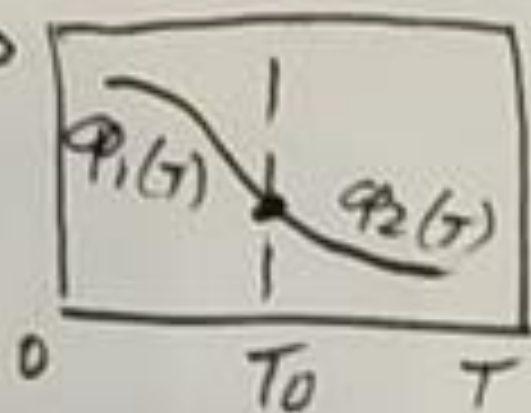
$$\frac{dP}{dT} \approx \frac{\lambda P}{R T^2} \Rightarrow \ln P_{\frac{H.P.}{P}} = \frac{1}{T} \cdot \frac{\lambda}{R} + \ln C$$



$$4. \varphi: d\varphi = -SdT + Vdp \quad \varphi$$

$$\Delta\varphi = \underbrace{S\Delta T_0}_0 + \underbrace{V\Delta P_0}_0 = 0$$

$$\varphi_1 = \varphi_2$$



$$5. H: dH = Vdp + Tds$$

$$\Delta H = \underbrace{V\Delta P_0}_0 + \underbrace{T_0\Delta S}_{\neq 0} \neq 0$$

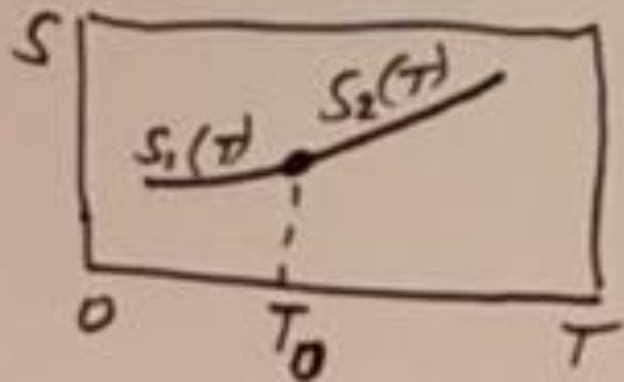
$$\varphi_1 = \varphi_2 \Rightarrow d\varphi_1 = -S_1dT + V_1dp = -S_2dT + V_2dp$$

$$(S_2 - S_1)dT = (V_2 - V_1)dp$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{S_2 - S_1}{V_2 - V_1} = \frac{\lambda}{T_0(V_2 - V_1)}$$

Фазови преходи II роду

$$1. \Delta S = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \frac{\lambda=0}{T} = 0$$



$$2. dU = TdS - pdv$$

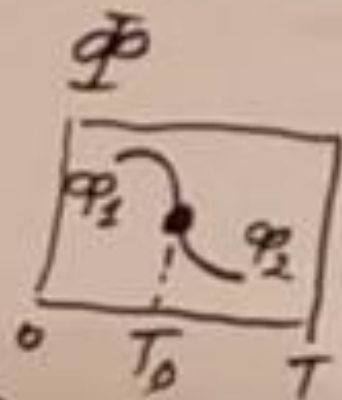
$$\Delta U = T_0 \Delta S - p \Delta V$$

$$3. \left. \begin{aligned} \Delta H = V \Delta p + S \Delta T = 0 \\ \Delta F = 0 \end{aligned} \right\} \text{Безперервни}$$

$$4. \Delta \varphi = -S \Delta T_0 + V \Delta p_0 = 0$$

$$\left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial T} \right)_p = -S_2 + S_1 = -\Delta S = 0$$

$$\left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial p} \right)_T = V_2 - V_1 = 0$$



$$\left(\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial T^2}\right)_P - \left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial T^2}\right)_P = \left(\frac{\partial S_1}{\partial T}\right)_P - \left(\frac{\partial S_2}{\partial T}\right)_P = \textcircled{\text{I}}$$

$$\frac{1}{T_0} \left(\frac{dQ_1}{dT}\right)_P - \frac{1}{T_0} \left(\frac{dQ_2}{dT}\right)_P = \frac{1}{T_0} (C_{P1} - C_{P2}) = -\frac{\Delta C_P}{T_0};$$

$$\left(\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial P^2}\right)_T - \left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial P^2}\right)_T = \left(\frac{\partial V_2}{\partial P}\right)_T - \left(\frac{\partial V_1}{\partial P}\right)_T = -\gamma_2 V_2 + \gamma_1 V_1$$

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial P}\right)_T = -\gamma_2 V_2; \quad \left(\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial P^2}\right)_T - \left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial P^2}\right)_T = -\Delta \gamma V_2 \text{ если}$$

тогда $V_2 = V_1$ \textcircled{\text{II}}

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial P \partial T} - \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial P \partial T} = \left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_P - \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_P = \Delta \beta V_1, \quad \textcircled{\text{III}}$$

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$$

A background graphic consisting of a network of black dots connected by thin black lines, forming a complex web of interconnected nodes and edges. The dots are of varying sizes and are distributed across the page, with a higher density in the upper right and lower right areas. The lines are thin and black, creating a subtle, technical-looking pattern.

Термодинаміка

Практика -20 год.

Тема: I начало термодинаміки

Задача 1. Отримати співвідношення Майєра $c_P - c_V = R$

$$\text{При } P = \text{const} \quad \frac{dQ}{dT} = \left(\frac{dV}{dT}\right)_P + P \frac{dV}{dT} \Rightarrow c_P = c_V + P \frac{dV}{dT} \Rightarrow c_P - c_V = R$$

$$\star) dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + PdV = c_V dT + PdV = dQ_P$$

$$c_V + P \frac{dV}{dT} = c_P$$

Задача 2. Отримати співвідношення для роботи в ізотермічному процесі

$$dQ = dA = \int_{V_1}^{V_2} P dV = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Задача 3. Записати рівняння адіабати у координатах N, V ; P, T . Отримати результати і зобразити графічно.

Якщо $PV^\gamma = \text{const}$, то $TV^{\gamma-1} = \text{const}$; $P^{\gamma-1}T^{\gamma-1} = \text{const}$.

Задача 4.

Записати рівняння адіабати у координатах P, V.

$$c_V dT = -PdV ; PV = RT \Rightarrow dT = \frac{PdV + VdP}{R}, \text{ а } c_p - c_V = R.$$

$$\frac{c_V}{R} PdV + \frac{c_V}{R} VdP + PdV = 0$$

$$\left(\frac{c_V}{R} + 1\right)PdV + \frac{c_V}{R}VdP = 0$$

$$\frac{c_V + c_p - c_V}{c_p - c_V} PdV + \frac{c_V}{c_p - c_V} VdP = 0$$

$$c_p PdV + c_V VdP = 0; \quad \frac{c_p}{c_V} = \gamma$$

$$\frac{c_p}{c_V} PdV + VdP = 0$$

$$\gamma \frac{dV}{V} P + dP = 0$$

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0$$

$$\gamma \ln V + \ln P = \text{const}$$

$$\underline{PV^\gamma = \text{const}}$$

Задача 5. Використовуючи рівняння адіабати у вигляді

$PV^\gamma = \text{const}$, отримати співвідношення для роботи

$$\Delta A = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{1 - \gamma} \right].$$

$$P_1 V_1^\gamma = P V^\gamma; \Delta A = \int_{V_1}^{V_2} P dV; P = \frac{P_1 V_1^\gamma}{V^\gamma} \text{ і т.д.}$$

Семінар на тему: Ізопроееси в ідеальному газі.

1. Рівняння ізопроеесів у різних координатах, графічне їх зображення.
2. Політропічні прооееси, їх аналіз на основі узагальненої діаграми.
3. Робота в ізопроеесах.

Задача 6. У закритому балоні об'ємом 10 дм^3 міститься 1 моль гелію за температури 27°C . Після нагрівання тиск в балоні збільшився до $1,33 \text{ Мпа}$. Визначить кількість теплоти, яку отримав газ.

Задача 7. Газ, для якого $c_p/c_v = 4/3$, знаходиться під тиском $0,2 \text{ МПа}$ і займає об'єм 3 дм^3 . В наслідок ізобаричного нагрівання об'єм його збільшився в 3 рази. Визначте кількість теплоти, яка передалася газу.

Задача 8. У наслідок політропічного стиснення від тиску $0,1$ до $0,8 \text{ Мпа}$ об'єм 18 м^3 повітря зменшився в 6 разів. Визначте показник політропи і роботу стиснення.

Задача 9 Виходячи з першого принципу термодинаміки та визначення відповідних величин довести такі співвідношення:

$$(a) dF = -SdT - PdV + \mu dN;$$

$$(б) dG = -SdT + V dP + \mu dN;$$

$$(в) dH = TdS + V dP + \mu dN;$$

$$(г) d\Omega = -SdT - PdV - Nd\mu.$$

Вказати набір змінних, в яких вільна енергія, ентальпія, термодинамічний потенціал Гіббса та великий термодинамічний потенціал є повними диференціалами.

Задача10 Вивести рівняння Клайперона-Клаузіуса з умови фазової рівноваги двох фаз.

Умови фазової рівноваги для однорідної двохфазної системи:

(а) механічна рівновага (мінімум потенціала Гіббса по механічним змінним, об'єму):

$$P_1 = P_2;$$

(б) термодинамічна рівновага: $T_1 = T_2$;

(в) мінімум потенціала Гіббса по кількості часток: $\mu_1(T, P) = \mu_2(T, P)$,

де $\mu(T, P)$ – хімічний потенціал.

Рівняння *Клайперона-Клаузіуса* для фазових переходів 1-го роду:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{S_1 - S_2}{V_1 - V_2} = \frac{\Lambda_{12}}{T(V_1 - V_2)},$$

де Λ_{12} – прихована теплота переходу.

Тема: II начало термодинаміки

Задача 11. Визначте зміну ентропії затвердненні 1 кг ртуті за температури тверднення $-38,9\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Задача 12. Розрахувати ККД цикла Карно у координатах T - S .

