

Розділ 3

ТЕРМОДИНАМІКА

§ 3.1. Основні поняття термодинаміки

Термодинаміка – це наука, яка вивчає процеси, які протікають в природі і пов'язані зі зміною та перетворенням енергії, теплоти і роботи. Це метод вивчення макроскопічних систем і змін, які відбуваються в них, без вивчення внутрішньої структури систем і механізмів цих процесів

Стан термодинамічної системи задається за допомогою таких величин, як p – тиск, V – об'єм, T – температура.

Ці величини називаються термодинамічними параметрами.

У молекулярно-кінетичній теорії користуються *моделлю ідеального газу*, що задовольняє такі умови:

- 1) власний об'єм молекул газу нехтовно малий порівняно з об'ємом посудини, де він знаходиться;
- 2) між молекулами газу відсутні потенціальні сили взаємодії;
- 3) зіткнення молекул газу між собою і зі стінками посудини абсолютно пружні.

Модель ідеального газу можна використати, вивчаючи реальні гази, оскільки вони за умов, близьких до нормальних ($T_0 = 273,15\text{ K}$, $p = 1,01 \cdot 10^5\text{ Па}$), а також за низьких тисків і високих температур близькі за своїми властивостями до ідеального газу.

Дослідним шляхом були встановлені закони, які описують поведінку ідеальних газів.

Закон Бойля–Маріотта: для даної маси газу за сталої температури добуток тиску p газу на його об'єм V є стала величина:

$$pV = \text{const} \text{ або } p_1V_1 = p_2V_2.$$

Такий процес називається *ізотермічним*.

Термодинаміка

Закон Гей–Люссака: об'єм даної маси газу за сталого тиску змінюється лінійно з температурою: $V = V_0 (1 + \alpha t \text{ } ^\circ\text{C})$,

де V_0 – об'єм за $0 \text{ } ^\circ\text{C}$, t – температура за шкалою Цельсія; $\alpha = \frac{1}{273,15} \text{ K}^{-1}$ –

коефіцієнт об'ємного розширення газу.

Процес, що перебігає за сталого тиску, називається *ізобарним*.

Закон Шарля: тиск даної маси газу за сталого об'єму змінюється лінійно з температурою:

$$p = p_0 (1 + \beta t \text{ } ^\circ\text{C}),$$

де p_0 – тиск газу за $0 \text{ } ^\circ\text{C}$, $\beta = \frac{1}{273,15} \text{ K}^{-1}$ – температурний коефіцієнт тиску.

Процес, який перебігає за сталого об'єму, називається *ізохорним*.

Вводячи термодинамічну температуру $T = t + 1/\alpha$, законам Гей-Люссака і Шарля можна надати такого вигляду:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ і } \frac{V}{T} = \text{const}, \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ і } \frac{p}{T} = \text{const}.$$

У молекулярній фізиці вводиться одиниця кількості речовини **моль**. Один моль – це кількість речовини, яка вміщає стільки структурних елементів, скільки є атомів у $0,012 \text{ кг}$ ізотопу вуглецю ^{12}C .

В одному молі різних речовин міститься одна і та сама кількість структурних елементів. Ця кількість називається **сталою Авогадро**:

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

У молекулярній фізиці часто використовують поняття молярної маси. **Молярна маса** – це маса такої кількості речовини, що вміщає кількість молекул, яка дорівнює числу Авогадро:

$$\mu = M_r \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль},$$

де M_r – молекулярна маса.

Термодинаміка

Кількість молів речовини оцінюється за значеннями її маси та молярної маси, тобто $\nu = m/\mu$ або $\nu = N/N_A$, де N – кількість молекул у речовині.

Закон Авогадро: молі різних газів за однакових температури і тиску займають однакові об'єми.

За нормальних умов ($T_0 = 273,15\text{ K}$, $p = 1,0132 \cdot 10^5\text{ Па}$) один моль будь-якого газу займає об'єм $22,4\text{ дм}^3 = 22,4 \cdot 10^{-3}\text{ м}^3$.

Закон Дальтона: тиск суміші ідеальних газів дорівнює сумі парціальних тисків її компонент:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n,$$

де $p_1, p_2, \dots, p_n$ – парціальні тиски – це тиск компоненти газу, коли б він один займав увесь об'єм, який займає уся суміш.

Рівняння Клапейрона: для деякої маси газу за довільної зміни об'єму та температури тиск змінюватиметься так, що відношення добутку тиску на об'єм до абсолютної температури дорівнюватиме сталій величині:

$$\frac{pV}{T} = \text{const} \text{ і } \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Рівняння Клапейрона–Менделєєва для одного моля газу:

$$\frac{pV_\mu}{T} = R,$$

де V_μ – об'єм моля газу (молярний об'єм); $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{K}}$ – універсальна газова стала.

Для довільної кількості молей ν рівняння **Клапейрона–Менделєєва** має такий вигляд:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT \text{ або } pV = \nu RT,$$

Термодинаміка

де μ – молярна маса газу; m – маса газу.

У термодинаміці вважають, що внутрішня енергія термодинамічної системи визначається сумою кінетичної енергії хаотичного руху молекул та потенціальної енергії їхньої взаємодії, $[U] = 1 \text{ Дж}$.

До внутрішньої енергії не належать кінетична енергія системи як цілого і потенціальна енергія системи у зовнішніх полях.

В ідеальному газі немає потенціальної взаємодії між молекулами. Тому внутрішня енергія ідеального газу:

$$U = \nu \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT,$$

де i – **число ступенів вільності** - найменше число координат, які необхідно задати для того, щоб повністю визначити положення тіла у просторі.

Нехай термодинамічна система бере участь у коловому процесі, тобто виходить із певного термодинамічного стану, проходить через кілька проміжних станів і знову повертається у початковий стан. Оскільки параметри кінцевого і початкового станів збігаються, то повна зміна внутрішньої енергії системи у такому коловому процесі дорівнюватиме нулю:

$$\Delta U = \oint dU = 0.$$

Інтеграл по замкненому контуру дорівнюватиме нулю лише тоді, коли підінтегральний вираз є повним диференціалом якоїсь функції. Отже, dU є повним диференціалом, а внутрішня енергія U є функцією стану системи.

§ 3.2. Перший закон термодинаміки

Обмін енергією між термодинамічною системою і зовнішніми тілами може відбуватися двома способами:

Термодинаміка

- шляхом теплообміну (системі передається кількість теплоти Q);
- шляхом виконання роботи A .

Дослід показує, що відповідно до закону збереження енергії за довільного способу переходу системи з першого стану у другий зміна внутрішньої енергії $\Delta U = U_2 - U_1$ дорівнюватиме різниці між кількістю теплоти Q , отриманою системою, і роботою A , яка виконана системою проти зовнішніх сил:

$$\Delta U = Q - A, \text{ або } Q = \Delta U + A.$$

Це рівняння є математичним виразом **першого закону термодинаміки**:

теплота, надана системі, витрачається на збільшення її внутрішньої енергії та на виконання системою роботи проти зовнішніх сил.

Вираз для першого закону термодинаміки для елементарної зміни стану системи матиме такий вигляд:

$$\delta Q = dU + \delta A,$$

де dU – елементарна зміна внутрішньої енергії системи; δA – елементарна робота; δQ – елементарна кількість теплоти.

Застосуємо перший закон термодинаміки до ізопроеесів в ідеальних газах.

Ізохорний процес ($V = \text{const}$, $m = \text{const}$).

Під час ізохорного процесу газ не виконує роботи над зовнішніми тілами:

$$\delta A = p dV = 0.$$

$$\text{Для довільної маси газу } \delta Q = dU = \frac{m}{\mu} C_V dT.$$

В ізохорному процесі підведена теплота від зовнішнього джерела витрачається виключно на зміну внутрішньої енергії:

Термодинаміка

$$Q = U_2 - U_1 = \frac{m}{\mu} C_v (T_2 - T_1).$$

Ізобарний процес ($p = \text{const}$, $m = \text{const}$).

Робота, яку виконує газ за ізобарного розширення від об'єму V_1 до V_2 , дорівнює:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1) = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1).$$

Зміна внутрішньої енергії газу визначається за формулою

$$U_2 - U_1 = \frac{m}{\mu} C_v (T_2 - T_1).$$

Кількість теплоти, наданої газу під час ізобарного процесу, дорівнює

$$Q = \frac{m}{\mu} C_p (T_2 - T_1).$$

Ізотермічний процес ($T = \text{const}$, $m = \text{const}$).

Робота газу за ізотермічного розширення:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

За $T = \text{const}$ внутрішня енергія ідеального газу не змінюється.

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT = 0 \text{ і } \delta Q = \delta A,$$

тобто уся кількість теплоти, надана газу, витрачається на виконання ним роботи проти зовнішніх сил:

$$Q = A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Робота розширення газу ($V_2 > V_1$) додатна. У разі стиску газу робота A , що виконується газом, від'ємна, водночас зовнішні сили виконують додатну роботу $A' = -A$. При цьому $Q < 0$, тобто теплота від газу відводиться.

§ 3.3. Теплоємність ідеального газу

Для характеристики теплових властивостей речовин користуються теплоємністю.

Теплоємністю речовини називається фізична величина, яка числово дорівнює кількості теплоти, яку потрібно надати, щоб підвищити її температуру на один градус:

$$C_T = \frac{\delta Q}{dT}, [C_T] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}.$$

Питомою теплоємністю c називається фізична величина, що числово дорівнює кількості теплоти, яку потрібно надати одиниці маси речовини для підвищення її температури на 1 К:

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}, [c] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Молярною теплоємністю C називається фізична величина, яка числово дорівнює кількості теплоти, яку необхідно надати одному молю речовини для підвищення його температури на 1 К:

$$C = \frac{\delta Q}{\nu dT},$$

де $\nu = m/\mu$ – кількість молей газу.

Скориставшись питомою і молярною теплоємностями, запишемо вираз для кількості теплоти δQ , яку необхідно надати речовині масою m для підвищення її температури на dT :

$$\delta Q = mcdT = \frac{m}{\mu}CdT.$$

Між молярною теплоємністю C і питомою теплоємністю c існує співвідношення: $C = \mu c$.

Розрізняють теплоємність за сталого об'єму C_V і теплоємність за

Термодинаміка

сталого тиску C_p . В першому випадку нагрівання газу відбувається за сталого об'єму, а в другому – за сталого тиску.

Згідно з першим законом термодинаміки для одного моля газу

$$CdT = dU_\mu + pdV_\mu.$$

Якщо газ нагрівається за сталого об'єму, то надана газу теплота йде лише на збільшення його внутрішньої енергії:

$$C_v = \frac{dU_\mu}{dT}.$$

Якщо газ нагрівається за сталого тиску, то

$$C_p = \frac{dU_\mu}{dT} + \frac{pdV_\mu}{dT} = C_v + p \frac{dV_\mu}{dT}.$$

Згідно з рівнянням Клапейрона–Менделєєва:

$$V_\mu = \frac{RT}{p} \text{ і } \frac{dV_\mu}{dT} = \frac{R}{p}.$$

Тоді

$$C_p = C_v + R.$$

Отриманий вираз називається **рівнянням Майєра**. Це рівняння вказує на те, що C_p завжди більше від C_v на величину універсальної газової сталої. Це пояснюється тим, що під час нагрівання газу за сталого тиску потрібна додаткова кількість теплоти на виконання роботи розширення газу.

Оскільки

$$dU_\mu = \frac{i}{2} R dT,$$

то

$$C_v = \frac{i}{2} R \text{ і } C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R.$$

Кожний газ характеризується величиною

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}.$$

§ 3.4. Ентропія

Вираз $\frac{\delta Q}{T}$ за оборотної зміни стану системи є повний диференціал деякої функції змінних T і V . Ця функція називається **ентропією** і позначають її буквою S $[S] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$. Отже, диференціал ентропії для оборотної зміни стану визначається як

$$dS = \frac{\delta Q}{T}.$$

Величина δQ , яка не є повним диференціалом, стає, однак, повним диференціалом після ділення на T .

Ентропія є однозначна *функція стану системи*, яка приймає для кожного стану цілком певне значення. Ентропія у довільному термодинамічному процесі повністю визначається початковим і кінцевим станом системи і не залежить від шляху процесу. Згідно з визначенням, зміна ентропії за оборотного процесу

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}.$$

Для оборотного рівноважного кругового процесу зміна ентропії

$$S_1 - S_2 = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0.$$

Обчислимо зміну ентропії як функцію основних параметрів стану системи. Зміна ентропії як функції T і V визначається співвідношенням:

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

Термодинаміка

зміни ентропії як функції T і p :

$$S_2 - S_1 = \Delta S = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - \frac{m}{\mu} R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

зміни ентропії як функцій p і V :

$$S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{V_2}{V_1} + \frac{m}{\mu} C_v \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Зміна ентропії під час нагрівання тіла масою m , що має сталу питому теплоємність c :

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q}{T} = mc \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = mc \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Зміна ентропії під час плавлення речовини:

$$\Delta S = \frac{m\lambda}{T_{пл}},$$

де λ – питома теплота плавлення; $T_{пл}$ – температура плавлення.

§ 3.5. Адіабатний процес

*Процес називається **адіабатним**, якщо він відбувається без теплообміну системи із зовнішніми тілами, тобто $\delta Q = 0$.* Перший закон термодинаміки, що застосується до адіабатного процесу, має такий вигляд:

$$\delta A = -dU \quad \text{або} \quad p dV = -dU.$$

Звідси випливає, що газ виконує роботу тільки за рахунок внутрішньої енергії, і адіабатне розширення ($dV > 0$) супроводжується охолодженням газу, а адіабатний стиск ($dV < 0$) – його нагріванням.

Зв'язок між тиском і об'ємом під час адіабатного процесу описується рівнянням Пуассона:

$$pV^\gamma = \text{const} \quad \text{або} \quad p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma,$$

де

Термодинаміка

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}.$$

Рівняння адіабатного процесу у змінних T, V має такий вигляд:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad \text{і} \quad T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}.$$

і в змінних T, p :

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const} \quad \text{і} \quad T_1^\gamma p_1^{1-\gamma} = T_2^\gamma p_2^{1-\gamma}.$$

Розрахуємо роботу, яку виконує газ під час адіабатного процесу. Якщо газ адіабатно розширюється від об'єму V_1 до V_2 , то його температура зменшується від T_1 до T_2 і робота розширення ідеального газу буде:

$$\begin{aligned} A &= -\frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2) = \frac{C_v}{R} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \\ &= \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]. \end{aligned}$$

Робота, яка виконується газом під час адіабатного розширення, менша, ніж під час ізотермічного. Це пояснюється тим, що при адіабатичному розширенні відбувається охолодження газу, тоді як під час ізотермічного – температура підтримується постійною за рахунок припливу ззовні еквівалентної кількості теплоти.

§ 3.6. Другий закон термодинаміки

Термодинамічний процес називається **оборотним**, якщо він може проходити як в прямому, так і в зворотному напрямку, причому якщо такий процес проходить спочатку у прямому, а потім у зворотному напрямках і система повертається у початковий стан, то в навколишньому середовищі і в цій системі не відбувається жодних змін.

Якщо процес не задовольняє ці умови, то він **необоротний**. Усі реальні термодинамічні процеси необоротні. Ця властивість реальних

Термодинаміка

процесів відображена у формулюванні другого закону термодинаміки.

Другий закон термодинаміки якраз вказує на напрямок теплових процесів, що відбуваються у природі.

Згідно із **Клаузіусом**, який дав одне з перших формулювань другого закону:

теплота ніколи не може переходити сама по собі від тіл із нижчою температурою до тіл із вищою температурою.

Це означає, що для такого переходу теплоти потрібна затрата роботи зовнішнього джерела, що здійснюється у холодильній машині.

Фізичний зміст другого закону найзрозуміліше розкривається у формулюванні **Планка**:

неможливо побудувати таку періодично діючу теплову машину, яка, отримавши ззовні деяку кількість теплоти за довільної температури, цілком перетворювала би її в механічну роботу і при цьому поверталась би точно у вихідний стан.

Вираз для ККД теплової машини, яка працює за циклом **Карно**, теж є одним з формулювань другого закону термодинаміки:

коефіцієнт корисної дії ідеальної теплової машини визначається лише температурами нагрівника і холодильника.

Кельвін сформулював другий закон термодинаміки у такому вигляді:

неможливо побудувати теплову машину, яка виконувала би роботу за рахунок теплоти найхолоднішого з тіл, що є в системі.

Другий закон термодинаміки вказує на необоротність процесу перетворення однієї форми передачі енергії – роботи – у другу форму передачі енергії – теплоту.

Оскільки реальні процеси необоротні, то всі процеси у замкненій системі ведуть до збільшення її ентропії. Цей принцип лежить в основі **формулювання другого закону термодинаміки**:

можливі лише такі процеси, що відбуваються у макроскопічній замкненій системі, які ведуть до збільшення її ентропії.

Формула Больцмана дає таке статистичне тлумачення **другого закону термодинаміки**:

Термодинаміка

термодинамічна ймовірність стану ізольованої системи за усіх процесів, що в ній відбуваються, не може зменшуватися.

Отже, під час будь-якого процесу, що відбувається в ізольованій системі, зміна термодинамічної ймовірності її стану ΔP додатна або дорівнює нулю:

$$\Delta P = P_2 - P_1 \geq 0.$$

У випадку оборотного процесу $\Delta P = 0$, тобто термодинамічна ймовірність P не змінюється, а у разі необоротного процесу $\Delta P > 0$ і P зростає.

Лабораторна робота № 30

ВИЗНАЧЕННЯ ВІДНОШЕННЯ ТЕПЛОЄМНОСТЕЙ C_p/C_v ПОВІТРЯ МЕТОДОМ КЛЕМАНА–ДЕЗОРМА

Мета роботи – ознайомитись із методом Клемана–Дезорма та визначити $\gamma = C_p/C_v$ повітря.

Прилади та обладнання: 1) балон; 2) рідинний манометр; 3) мікрокомпресор.

Під час підготовки до виконання роботи використати: § 3.2, § 3.3, § 3.5.

Опис вимірювального пристрою та виведення розрахункової формули

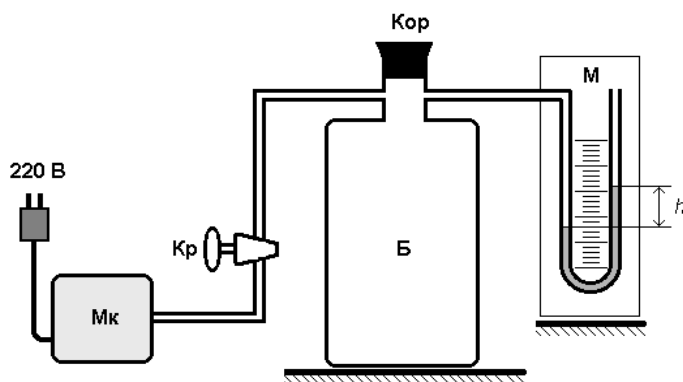


Рис.1

Відношення $\gamma = C_p/C_v$ можна визначити багатьма експериментальними методами, зокрема за допомогою приладу Клемана – Дезорма (рис.1), що складається з:

- скляного балона Б з корком К;
 - рідинного манометра М, під'єданого до балона Б;
 - мікрокомпресора Мк, який сполучається з балоном краном Кр.
- Досліджуваним газом є повітря.

Термодинаміка

На початку досліду газ знаходиться у балоні за атмосферного тиску p_0 і кімнатної температури T_1 , а під час експерименту послідовно проходить через три стани.

Якщо за закритого корка K і відкритого крана Kp у балон мікрокомпресором нагнітати повітря до тиску

$$p_1 = p_0 + \rho g h_1, \quad (1)$$

де $\rho g h_1$ – надлишковий над атмосферним тиск (h_1 – виміряна різниця рівнів води у колінах манометра), то система перейде у стан I, який характеризується такими параметрами: T_1 , p_1 .

Якщо повністю відкрити корок K , повітря з балона буде швидко розширюватися в атмосферу до вирівнювання тиску у балоні з атмосферним. Цей процес можна приблизно вважати адіабатним; він супроводжується охолодженням повітря до температури $T_2 < T_1$. Повітря перейде у стан II, який характеризується такими параметрами: T_2 , p_0 .

Якщо закрити балон, газ у ньому внаслідок теплообміну буде ізохорно нагріватися до кімнатної температури T_1 , при цьому тиск зросте до значення

$$p_2 = p_0 + \rho g h_2. \quad (2)$$

Це буде III стан повітря, який характеризується такими параметрами: T_1 , p_2 .

Оскільки перехід від стану II до стану III відбувся без зміни об'єму, то використаємо закон Гей–Люссака:

$$\frac{p_0}{T_2} = \frac{p_2}{T_1}. \quad (3)$$

Адіабатне розширення повітря із стану I у стан II визначається рівнянням Пуассона:

$$\frac{p_1^{\gamma-1}}{T_1^\gamma} = \frac{p_0^{\gamma-1}}{T_2^\gamma}. \quad (4)$$

Термодинаміка

Підставляючи сюди значення p_1 з рівняння (1), отримаємо

$$\left(\frac{p_0 + \rho g h_1}{p_0} \right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^\gamma \quad (5)$$

або

$$\left(1 + \frac{\rho g h_1}{p_0} \right)^{\gamma-1} = \left(1 + \frac{T_1 - T_2}{T_2} \right)^\gamma. \quad (6)$$

Оскільки $\rho g h_1 / p_0$ і $(T_1 - T_2) / T_2$ – величини малі порівняно з одиницею, то, розкладаючи обидва доданки по біному Ньютона й обмежуючись членами першого порядку малості, отримаємо

$$1 + (\gamma - 1) \frac{\rho g h_1}{p_0} = 1 + \gamma \frac{T_1 - T_2}{T_2}. \quad (7)$$

Звідси

$$p_0 \frac{T_1 - T_2}{T_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} h_1. \quad (8)$$

Підставимо в рівняння (3) значення p_2 з рівняння (2):

$$\frac{p_0 + h_2}{T_1} = \frac{p_0}{T_2}. \quad (9)$$

Розв'язуючи вираз (9) відносно h_2 , отримаємо

$$h_2 = p_0 \frac{T_1 - T_2}{T_2}. \quad (10)$$

Порівнюючи (9) та (10), матимемо

$$h_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} h_1. \quad (11)$$

Звідси знаходимо

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (12)$$

Отже, для знаходження γ треба експериментально визначити h_1 та h_2 .

Термодинаміка

Послідовність виконання роботи

1. У закритий корком К балон Б за відкритого крана Кр нагнітають повітря мікрокомпресором Мк до створення різниці рівнів води у манометрі не менше 150 – 200 мм.
2. Закрити кран Кр. Внаслідок стиску температура повітря у балоні дещо підвищиться, тому необхідно почекати 2 – 3 хв, поки температура зрівняється з кімнатною і різниця рівнів води у манометрі перестане змінюватися. Записати h_1 у табл. 1.
3. Відкрити корок К і швидко закрити його. При цьому тиск у балоні зрівняється з атмосферним, рівні води у манометрі стануть однаковими, а температура повітря знизиться.
4. Зачекати кілька хвилин, поки повітря у балоні нагріється до кімнатної температури; тиск повітря при цьому зросте. Після встановлення сталої різниці рівнів води у манометрі записати h_2 (табл. 1).
5. За формулою (12) обчислити γ .
6. Дії, зазначені у п.п. 1 – 5, повторити десять разів. Визначити похибки вимірювань.

Таблиця 1

№ з/п	$h_1, \text{мм}$	$h_2, \text{мм}$	γ	$\Delta\gamma$	$\Delta\gamma, \%$
1					
2					
3					
4					
5					
6					
7					
8					
9					
10					
Сер.					

Контрольні питання

1. Що називається молярною теплоємністю?
2. Який процес називається адіабатним?
3. Чому під час адіабатного розширення газ охолоджується?
4. Записати і пояснити рівняння Пуассона.
5. Чим визначається величина γ ?

Лабораторна робота № 31

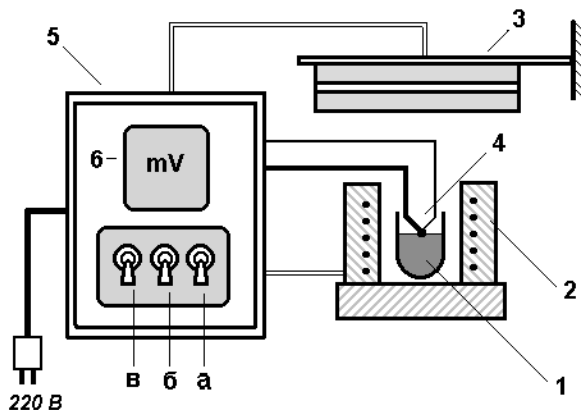
ВИЗНАЧЕННЯ ЗМІНИ ЕНТРОПІЇ ПІД ЧАС НАГРІВАННЯ І ПЛАВЛЕННЯ СПЛАВУ РОЗЕ

Мета роботи – використовуючи експериментально визначену температуру плавлення сплаву Розе, розрахувати зміну ентропії у процесах нагрівання і плавлення сплаву.

Прилади і матеріали: 1) вимірювальний пристрій; 2) термометр; 3) секундомір; 4) сплав Розе (вісмут 50 %, олово 25 %, свинець 25 %).

Під час підготовки до виконання роботи використати: § 3.4, § 3.6.

Опис вимірювального пристрою



Складовими частинами вимірювального пристрою є (рис. 1) : 1 – тигель зі сплавом, вміщений в електричний нагрівач 2; 3 – вентилятор для охолодження розплаву; 4 – термопара для контролю за температурою сплаву. Термопара, вентилятор і електричний нагрівач під'єднані до блока 5, на передній панелі якого містяться:

Рис.1

ний нагрівач під'єднані до блока 5, на передній панелі якого містяться:

Термодинаміка

6 – мілівольтметр – для вимірювання термо - *ЕРС* термопари (*Е*, *мВ*) і вимикачі:

- а – для увімкнення блока в електричну мережу;
- б – для увімкнення електричного нагрівача;
- в – для увімкнення вентилятора.

Виведення розрахункової формули

Кількість теплоти, необхідна для нагрівання сплаву від кімнатної температури T_K до температури плавлення T_{nl} , визначається виразом

$$Q_1 = \int_{T_K}^{T_{nl}} c m dT, \quad (1)$$

де c – питома теплоємність сплаву; m – маса сплаву.

Кількість теплоти, необхідна для плавлення сплаву:

$$Q_2 = m\lambda, \quad (2)$$

де λ – питома теплота плавлення.

Зміна ентропії під час здійснення цих процесів:

$$\Delta S = \int_{T_K}^{T_{nl}} c m \frac{dT}{T} + \frac{\lambda m}{T_{nl}} = c m \ln \frac{T_{nl}}{T_K} + \frac{\lambda m}{T_{nl}}. \quad (3)$$

Послідовність виконання роботи

1. Перевести усі вимикачі в положення “*вниз*”.
2. Визначити і записати у першу колонку табл.1 початковий показ $\mathcal{E}_0$ мілівольтметра, який відповідає початковій температурі сплаву T_K .
3. Під’єднати блок 5 до електричної мережі і увімкнути вимикач (а) (*мережа*).
4. Увімкнути вимикач (в) (*нагрів*) і через кожні 2 *хв* записувати покази мілівольтметра. Після досягнення термо - *ЕРС* значення 4 *мВ*

Термодинаміка

покази мілівольтметра записувати через кожні 0,5 хв. Нагрів здійснювати до $t \approx 150^\circ\text{C}$.

5. Після повного розплавлення сплаву вимкнути вимикач (в) (нагрів), увімкнути вимикач (б) (вентилятор) і через кожні 0,5 хв записувати в табл.2 покази мілівольтметра, поки температура сплаву не знизиться до $t \approx 70^\circ\text{C}$.

6. Використавши таблицю градуювання термопар (табл. 3), визначити відповідні температури і побудувати графіки залежності температури сплаву T від часу t для процесів нагрівання та охолодження.

7. Визначити температуру плавлення $T_{пл}$, яка дорівнює температурі кристалізації (вказані температури визначаються горизонтальними ділянками графіків $T(t)$, оскільки процеси плавлення і кристалізації – ізотермічні і температура деякий час є постійною).

8. За формулою (3) визначити зміну ентропії.

9. Розрахувати абсолютну і відносну похибки.

Маса сплаву – $m = (6,5 \pm 0,05)10^{-3} \text{ кг}$;

питома теплоємність сплаву – $c = (230 \pm 0,5) \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$;

питома теплота плавлення сплаву – $\lambda = (58,6 \pm 0,05)10^3 \text{ Дж}/\text{кг}$.

Таблиця 1

Нагрівання

$t,$ хв																	
$\mathcal{E},$ мВ																	
$t,$ $^\circ\text{C}$																	
$T,$ K																	

Термодинаміка

Таблиця 2

Охолодження

t , хв																	
ε , мВ																	
t , °C																	
T , К																	

Таблиця 3

Градування термопарі хромель – копель

$t, ^\circ C$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
20	0,00	0,07	0,13	0,20	0,26	0,33	0,39	0,46	0,53	0,60
30	0,67	0,74	0,79	0,87	0,94	1,01	1,07	1,14	1,21	1,28
40	1,35	1,42	1,49	1,56	1,63	1,69	1,76	1,83	1,90	1,97
50	2,04	2,11	2,18	2,25	2,32	2,39	2,46	2,53	2,60	2,67
60	2,74	2,81	2,88	2,95	3,02	3,10	3,17	3,24	3,31	3,38
70	3,45	3,52	3,59	3,67	3,74	3,81	3,89	3,96	4,03	4,10
80	4,17	4,24	4,31	4,38	4,45	4,52	4,59	4,66	4,73	4,80
90	4,87	4,94	5,01	5,08	5,15	5,22	5,29	5,36	5,43	5,50
100	5,57	5,64	5,72	5,79	5,87	5,94	6,02	6,09	6,17	6,24
110	6,31	6,38	6,46	6,53	6,61	6,69	6,77	6,84	6,91	6,98

Контрольні питання

1. Сформулювати перший закон термодинаміки.
2. Сформулювати другий закон термодинаміки за Клаузісом.
3. Пояснити фізичний зміст ентропії.
4. Вивести формулу для визначення зміни ентропії під час нагрівання і подальшого плавлення сплаву олова.