

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

ТЕРМОДИНАМІКА І МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавр за освітньою
програмою «Прикладна фізика»,
спеціальності 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2020

Термодинаміка і молекулярна фізика: Лабораторний практикум [Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спец. 105 «Прикладна фізика та наноматеріали» / КПІ ім. Ігоря Сікорського; уклад.: Г.Є. Монастирський, А. В. Гільчук, М.В. Грайворонський, О.В. Гомонай. – Електронні текстові дані (1 файл: 2.85 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 32 с.

i - i i . I i (4 i 10.12.2020 .) (9/2020 i 26.10.2020 .)

Електронне мережне навчальне видання

ТЕРМОДИНАМІКА І МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Укладачі:

i i i , канд. фіз.-мат. наук, доц.
i i , канд. фіз.-мат. наук
i i , канд. фіз.-мат. наук, доц.
i , докт. фіз.-мат. наук, проф.

Відповідальний редактор

i i , канд. фіз.-мат. наук, доцент

Рецензент

. . , канд. техн. наук, доц., старший науковий співробітник відділу високотемпературної термогазодинаміки Інституту технічної теплофізики НАНУ

Лабораторний практикум до курсу «Термодинаміка і молекулярна фізика» призначено для студентів, які навчаються за спеціальністю 105 «Прикладна фізика та наноматеріали». Навчальний посібник містить в собі короткі теоретичні відомості і порядок виконання лабораторних робіт з термодинаміки таких як: вивчення рівняння стану ідеального газу, визначення теплоємності газів, визначення адіабатичного коефіцієнту газу, вивчення ефекту Джоуля-Томпсона, вивчення теплового насоса, вивчення закону Стефана-Больцмана, вивчення машини Стірлінга, рівняння стану та критична точка.

Зміст

Лабораторна робота №1 «Вивчення рівняння стану ідеального газу»	6
1 Теоретична довідка	6
2 Експериментальне устаткування	7
2.1 Прилад для вивчення газових законів	7
2.2 Термостат	7
3 Хід експерименту	8
4 Контрольні запитання	8
Лабораторна робота №2 «Визначення теплоємності газів»	9
1 Теоретична довідка	9
1.1 Виміри C_p	10
1.1.1 Удосконалена обробка	10
1.2 Виміри C_v	11
1.2.1 Удосконалена обробка	11
2 Експериментальне устаткування	12
3 Робота з установкою	13
4 Контрольні запитання	14
Лабораторна робота №3 «Визначення адіабатичного коефіцієнту газу»	15
1 Теоретична довідка	15
2 Робота з установкою	17
3 Хід експерименту	18
4 Контрольні запитання	18
Лабораторна робота №4 «Вивчення ефекту Джоуля—Томсона на прикладі Ar, N₂ та CO₂»	19
1 Теоретична довідка	19
2 Експериментальне устаткування	21
3 Хід експерименту	22
4 Контрольні запитання	23
Лабораторна робота №5 «Вивчення теплового насоса»	24
1 Теоретична довідка	24

2	Експериментальне устаткування	25
3	Хід експерименту	26
3.1	Тепловий насос з водяним охолоджувачем та випаровувачем	26
3.2	Повітряно-водяний тепловий насос	26
4	Контрольні запитання	27
 Лабораторна робота №6 «Вивчення закону Стефана—Больцмана»		28
1	Теоретична довідка	28
2	Робота з установкою	29
3	Хід експерименту	31
4	Контрольні запитання	32
 Лабораторна робота №7 «Вивчення машини Стірлінга»		33
1	Теоретична довідка	33
1.1	Історична довідка	33
1.2	Коефіцієнт корисної дії машини Стірлінга	34
1.3	Реальний та ідеальний процеси Стірлінга	35
1.4	Експериментальне обладнання	35
1.5	Ефективність машини Стірлінга	35
2	Калібровка	36
2.1	Сенсор тиску	36
2.2	Об'єм	36
3	Обробка експериментальних даних	37
4	Хід експерименту	37
5	Завдання	38
6	Контрольні запитання	39
 Лабораторна робота №8 «Рівняння стану та критична точка»		40
1	Теоретична довідка	40
2	Експериментальне устаткування	41
3	Хід експерименту та завдання	42
4	Контрольні запитання	42
 Лабораторна робота №9 «Визначення ентальпії горіння»		43
1	Теоретична довідка	43
2	Експериментальна установка	44

3	Хід експерименту	45
4	Контрольні запитання	46
	Додатки	47
	Додаток А	47
	Додаток Б: Вплив релаксаційних процесів на встановлення рівноваги в області фазового перетворення	48
	Додаток В: Вплив домішки ідеального газу на поведінку гексафториду сірки SF_6 у двофазній області	49
1	Теоретична частина	49
2	Метод проведення експерименту	50
3	Експериментальні подробиці	50
4	Обробка результатів вимірювання	50
5	Висновки	52
	Додаток Г: Теорія горіння	53
	Додаток Д: Оптимальний режим роботи калориметра для визначення ентальпії горіння вуглеводневих палив в кисневому середовищі	56
1	Введення в цілі роботи	56
2	Результати	57
3	Дискусія	59
4	Висновки	59

Лабораторна робота №1

«Вивчення рівняння стану ідеального газу»

Nemo sine vitiis est.

Seneca

Мета роботи: встановити взаємозв'язок між термодинамічними змінними стану газу (тиск, температура та об'єм) і визначити коефіцієнт термічного розширення та термічний коефіцієнт тиску.

1 Теоретична довідка

Відомо, що для будь-якого газу у стані термодинамічної рівноваги існує взаємозв'язок між величинами тиску P , абсолютної температури T та об'єму речовини V . Функціональний зв'язок між трьома термодинамічними параметрами або змінними стану задається рівнянням стану речовини:

$$f(P, T, V) = 0. \quad (1)$$

У випадку ідеального газу рівняння стану (рівняння Менделєєва—Клапейрона) має вигляд

$$PV = \nu RT, \quad (2)$$

де ν – кількість молів газу, $R = 8,31$ Дж/(К·моль) – універсальна газова стала. З рівняння (2) витікає, що за постійного тиску об'єм газу лінійно зростає із зростанням температури (закон Амонтонса) та за постійної температури тиск змінюється обернено пропорційно до об'єму (закон Бойля та Маріотта).

Для реального газу аналогічні залежності між термодинамічними параметрами чинні лише за малих змін стану. Так, за постійного тиску

$$V = V_0(1 + \alpha\theta), \quad (3)$$

а за постійного об'єму

$$P = P_0(1 + \beta\theta), \quad (4)$$

де P_0, V_0 відносяться до будь-якої реперної точки, а θ – різниця між поточною температурою газу та реперною температурою (найпростіше вважати реперною точкою умови на початку експерименту). Коефіцієнт

$$\alpha = \left(\frac{1}{V_0}\right) \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P. \quad (5)$$

називають коефіцієнтом термічного розширення, а

$$\beta = \left(\frac{1}{P_0}\right) \cdot \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V. \quad (6)$$

термічним коефіцієнтом тиску.

Зв'язок між зростанням тиску та відносною зміною об'єму за постійної температури визначається ізотермічним модулем всебічної стисливості K :

$$K = - \left(\frac{1}{V_0} \right) \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T. \quad (7)$$

Між величинами α , β та K існує зв'язок, який легко визначити, користуючись рівнянням стану. Припустимо, що ми розв'язали рівняння (1) відносно $V(P, T)$. Тоді за малих змін стану

$$dV = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T dP \quad (8)$$

або, підставляючи рівняння (5) і (7) у (8), отримуємо

$$dV = V_0 \cdot (\alpha dT - K dP). \quad (8')$$

Коефіцієнт термічного тиску визначається за постійного об'єму, тому покладаючи у (8') $dV = 0$, маємо

$$K \cdot P_0 = \frac{\alpha}{\beta}. \quad (9)$$

Застосовуючи визначення (5)–(7) до рівняння (2), можна впевнитись, що для ідеального газу

$$\alpha = \beta = \frac{1}{T_0}, K = \frac{1}{P_0}, \quad (10)$$

де, як і вище, T_0 та P_0 — температура (К) та тиск на початку експерименту (реперні точки).

2 Експериментальне устаткування

Експериментальне устаткування складається з приладу для вивчення газових законів, іммерсійного термостата та лабораторного термометра.

2.1 Прилад для вивчення газових законів

Прилад для вивчення газових законів (Рис. 1) складається з вимірювальної трубки(1), верхній кінець якої закритий, гнучкої трубки(2) та резервуару(3), що разом утворюють сполучені посудини. Систему заповнено ртуттю. Навколо вимірювальної трубки циркулює термостатуєча рідина(4), температуру якої підтримує постійною термостат(5). Газ, що досліджується (повітря), замкнений у вимірювальній трубці ртуттю. Площина поперечного перерізу трубки з повітрям $S = 1,02 \text{ см}^2$.

Резервуар може пересуватись по вертикалі.

2.2 Термостат

Термостат складається з електронного блоку керування, нагрівача, що занурюється у посудину з термостатуєчою рідиною, та насоса що забезпечує її циркуляцію. На електронному блоці розташовані: вимикач термостату, регулятор температури, світлові індикатори нагріву (жовтий) та спрацювання захисного реле (червоний), а також регулятор термічного захисного реле.

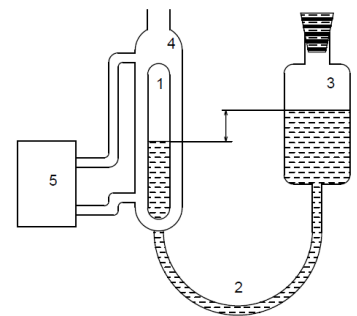


Рис. 1: Схема приладу

3 Хід експерименту

Вимірювання мають бути проведені для не менше, ніж десяти температур, починаючи з кімнатної. Температура підвищується та стабілізується за допомогою термостату. () для кожної температури слід визначити значення об'єму за трьох тисків (один з яких атмосферний), а також для обраних двох-трьох значень об'єму визначити тиск. для деяких температур (трьох-чотирьох значень температури, що відрізняються приблизно на 20 К, починаючи з кімнатної) слід також зробити виміри об'єму при п'ятнадцяти значеннях зовнішнього тиску.

1. Проведіть виміри необхідних даних, в тому числі для вивчення закону Бойля—Маріотта, при кімнатній температурі.
2. Визначте значення температури, за яких заплановано робити виміри. Для вивчення законів Гей-Люссака та Амонтонса (Шарля) — не менше десяти значень, для вивчення закону Бойля—Маріотта — три-чотири значення.
3. Увімкніть термостат. Послідовно забезпечте термостатування приладу за обраних температур — від нижчих до вищих. При кожній температурі робіть заплановані виміри.
4. Вимкніть термостат, установивши перед цим температуру, близьку до кімнатної.
5. . Аналіз проводиться з кожним з трьох-чотирьох наборів даних. За постійної температури залежність тиску від об'єму шукаємо у вигляді $P(V) = B \cdot V^n$. Логарифмуючи обидві частини рівняння, отримуємо лінійну залежність типу $y(x) = ax + b$, коефіцієнти якої визначаються за методом найменших квадратів. Побудуйте графіки залежності P від V та $\ln P$ від $\ln V$, визначте показник n для кожної температури та його стандартну похибку.
6. . Побудуйте графіки залежності об'єму від температури за постійного тиску й, порівнюючи з рівнянням (3), визначте коефіцієнт термічного розширення та його стандартну похибку методом найменших квадратів.
7. . Для декількох значень об'єму побудуйте графіки залежності тиску від температури. Порівнявши експериментальну залежність із теоретичною (4), визначте термічний коефіцієнт тиску та його стандартну похибку методом найменших квадратів.
8. . Підставте знайдені значення термічних коефіцієнтів в формулу (9). Чи виконується це співвідношення? З якою точністю?
9. Користуючись формулою (10), обчисліть термічні коефіцієнти ідеального газу для початкових значень температури і тиску, порівняйте із знайденими. Чи можна вважати повітря в даному експерименті ідеальним газом? Чому?

4 Контрольні запитання

1. Що таке ідеальний газ? За яких умов повітря можна вважати ідеальним газом? А пари води?
2. Чи можна застосувати формули (3), (4) для опису термодинамічних властивостей рідин та твердих тіл? Чому?
3. Що таке термодинамічні змінні стану? Припустимо, що ми вивчаємо термодинамічні властивості магнітної речовини. Які термодинамічні параметри описують стан цієї речовини?

Лабораторна робота №2

«Визначення теплоємності газів»

Est modus in rebus.

Horatius

Мета роботи: визначити молярну теплоємність двоатомного газу — повітря — в процесах за постійного тиску та за постійного об'єму.

1 Теоретична довідка

Молярна теплоємність тіла C — це відношення кількості поглинутої тілом теплоти δQ до відповідної зміни його температури dT , віднесене до одного моля речовини:

$$C = \frac{1}{\nu} \frac{\delta Q}{dT}, \quad (1)$$

де ν — кількість молів. Теплоємність характеризує два нескінченно близькі стани тіла або нескінченно малий квазістатичний процес переходу між цими станами, і залежить від характеру процесу: теплоємність за сталого тиску C_p та за сталого об'єму C_v .

Згідно з першим законом термодинаміки для нескінченно малого процесу

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

Оскільки термодинамічний стан тіла задається двома змінними, запишемо

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV. \quad (3)$$

Із врахуванням означення теплоємності (1) зі співвідношення (2) запишемо для фіксованого об'єму

$$C_v = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V. \quad (4)$$

Теплоємність для процесу із сталим тиском

$$C_p = \frac{1}{\nu} \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \right\}. \quad (5)$$

Різниця теплоємностей дорівнює

$$C_p - C_v = \frac{1}{\nu} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P. \quad (6)$$

За законом Джоуля для ідеального газу $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0$. Беручи до уваги термічне рівняння стану

$$PV = \nu RT, \quad (7)$$

де $R = 8,31$ Дж/(К·моль) — універсальна газова стала, отримуємо для ідеального газу рівняння Майєра

$$C_p - C_v = R. \quad (8)$$

Скористаємось результатами кінетичної теорії газів:

$$U = \frac{f}{2} \cdot k_B \cdot T \cdot N_A \cdot \nu, \quad (9)$$

де f — кількість ступенів волі молекул газу, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — стала Больцмана, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро.

Беручи до уваги $R = k_B \cdot N_A$ і підставляючи (9) в (4), (5), отримуємо

$$C_v = \frac{f}{2}R, \quad C_p = \frac{f+2}{2}R. \quad (10)$$

Експеримент розділено на дві серії: визначення теплоємності повітря за сталого тиску C_p і за сталого об'єму C_v .

Кількість переданої теплоти порахуємо за формулою

$$\Delta Q = UI\tau, \quad (11)$$

де U — напруга, I — сила струму, τ — тривалість імпульсу.

1.1 Виміри C_p

За фіксованого тиску передача теплоти призводить до підвищення температури та відповідного збільшення об'єму ΔV . В експерименті вимірюємо зміну об'єму, а ΔT отримуємо з припущення, що газ ідеальний. Таким чином, з рівняння (7)

$$\Delta T = \frac{P\Delta V}{\nu R} = \frac{T}{V}\Delta V. \quad (12)$$

З визначення (1) та із врахуванням співвідношень (11) і (12), знаходимо C_p :

$$C_p = \frac{1}{\nu} \frac{VUI}{T} \frac{\tau}{\Delta V}. \quad (13)$$

Для визначення кількості молів за умов, що відрізняються від стандартних, молярний об'єм обчислюється за формулою $V = V_0 \frac{P_0 T}{P T_0}$. Тоді кількість молів

$$\nu = \frac{V}{V_0} = \frac{P T_0 V}{P_0 T V_0}. \quad (14)$$

Підставляючи (14) в (13), остаточно отримуємо вираз для C_p за вимірними величинами:

$$C_p = \frac{P_0 V_0}{T_0} \frac{UI}{P} \frac{\tau}{\Delta V} = R \frac{UI}{P} \frac{\tau}{\Delta V}, \quad (15)$$

де P визначається як атмосферний тиск за відрахуванням тиску, що забезпечує вільно підвішений поршень.

1.1.1 Удосконалена обробка

Якщо при обробці експериментальних даних отримана залежність $\Delta V(\tau)$ не лінійна і не збігається із теоретично виведеною (формула (15)), можна зробити висновок, що були наявні тепловтрати під час розширення газу. Для їх врахування вважатимемо, що втрати тепла лінійно залежать від температури

нагріву $Q_- = \alpha \Delta T \tau_p$, де α — коефіцієнт тепловтрат. Тоді вираз для тепла, отриманого газом (формула (11)), зміниться на

$$Q = UI\tau - \alpha \Delta T \tau_p, \quad (16)$$

де τ_p — час розширення.

Нова теоретична залежність зміни об'єму ΔV від тривалості імпульсу τ з означення (1) і формул (12), (14):

$$\Delta V = \frac{UIR\tau}{P_0(C_p + \frac{\alpha m}{\nu} + \frac{\alpha n \tau}{\nu})}, \quad (17)$$

де U — напруга, I — сила струму, R — універсальна газова стала, m, n — коефіцієнти апроксимації прямої: $\tau_p = m + n\tau$, P — початковий тиск (з урахуванням тиску поршня), α — коефіцієнт тепловіддачі, τ_p — час розширення, τ — час з секундоміра.

Поклавши, що $b = C_p + \frac{\alpha m}{\nu}$ та $c = \frac{\alpha n}{\nu}$. Апроксимуємо $\Delta V(\tau)$ раціональною функцією виду $\Delta V = \frac{UIR\tau}{P_0(b+c\tau)}$. Рівняння залежності часу розширення від тривалості імпульсу апроксимуємо прямою $\tau_p = m + n\tau$. Виразивши τ_p через τ та співставивши формули, запишемо кінцеву формулу для C_p через коефіцієнти апроксимації

$$C_p = b - \frac{cm}{n} \quad (18)$$

1.2 Виміри C_v

За фіксованого об'єму V підйом температури ΔT призводить до відповідного збільшення тиску ΔP , яке й вимірюється манометром. ΔT розраховується із рівняння стану ідеального газу. При цьому треба взяти до уваги, що в наявній експериментальній установці об'єм неможливо зафіксувати точно. Невеликі зміни ΔV , що виникають, пов'язані з особливостями вимірів тиску. Зміна тиску в прецизійному манометрі ΔP визначається за зміною рівня рідини Δl , що призводить до пропорційної зміни об'єму ΔV :

$$\Delta V = a \cdot \Delta P. \quad (19)$$

Трубку відградувано так, що Δl відповідає зміні тиску на $1,47$ Па, а $r = 2$ мм, тоді $a = 8,55$ мм³/Па.

Для зміни температури можна записати,

$$\Delta T = \frac{P\Delta V + V\Delta P}{\nu R} = \frac{T}{VP}(P\Delta V + V\Delta P). \quad (20)$$

З (2), (4)

$$C_v = \frac{1}{\nu} \frac{\Delta Q - P\Delta V}{\Delta T}, \quad (21)$$

з урахуванням (11), (20)

$$C_v = \frac{PV}{\nu T} \frac{UI\tau - P\Delta V}{P\Delta V + V\Delta P}. \quad (22)$$

Остаточно з урахуванням (23) та (14) маємо

$$C_v = \frac{PV}{\nu T} \frac{UI\tau - aP\Delta P}{(aP + V)\Delta P} = R \frac{\frac{UI\tau}{\Delta P} - aP}{aP + V}. \quad (23)$$

1.2.1 Удосконалена обробка

Під час експерименту за сталого об'єму залежність $\Delta P(\tau)$ набуває нелінійного виду, що спричинено тепловтратами. Для обрахунку тепла, отриманого газом, скористаємось формулою (16).

З формул (15) і (16) отримаємо теоретичну залежність зміни тиску ΔP від тривалості імпульсу τ

$$\Delta P = \frac{UIR\tau}{(V + aP)(\frac{\alpha m}{\nu} + \frac{\alpha n \tau}{\nu})}. \quad (24)$$

Апроксимуємо $\Delta P(\tau)$ раціональною функцією виду $\Delta P = \frac{UIR\tau}{(V+aP)(b+c\tau)}$.

Рівняння залежності часу розширення від тривалості імпульсу апроксимуємо прямою $\tau_p = m + n\tau$, та остаточно виразимо C_V через коефіцієнти апроксимацій

$$C_V = b - \frac{cm}{n}. \quad (25)$$

2 Експериментальне устаткування

Схеми експериментального устаткування зображені на Рис. 1.

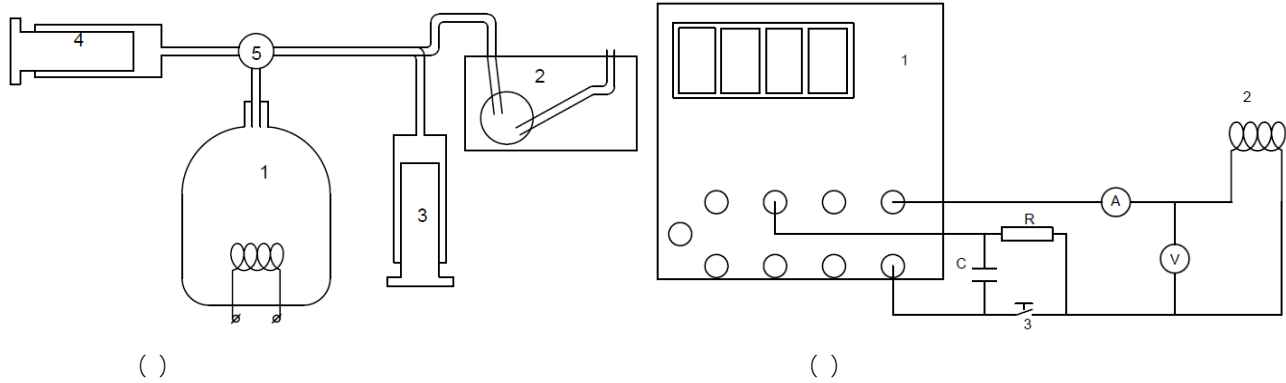


Рис. 1: Експериментальне устаткування

Спочатку розглянемо експериментальну установку на Рис. 1а. Для вимірювання C_V до скляної посудини з газом 1 приєднується прецизійний манометр 2, який являє собою невелику посудину з відградуваною похилою трубкою, яку заповнено робочою рідиною. Під дією газу робоча рідина виштовхується в трубку.



Для вимірювання C_p до посудини з газом 1 замість манометра приєднують два газові шприці. За допомогою одного з них 3 вимірюють зміну об'єму, яка виникає при нагріванні. Цей шприц встановлено вертикально, поршнем донизу. До поршня приєднано вібруючу помпу, яка зменшує тертя між поршнем і шприцом, або електродну платівку, за яку слід обертати поршень для зменшення тертя. Під дією сили тяжіння поршень утворює постійне розрідження в системі, підтримуючи постійний тиск, який дорівнює $P = P_0 - \Delta P$, де P_0 — атмосферний тиск, а ΔP — тиск, що забезпечує вільно підвішений поршень шприца разом з приєднаною до нього електродною платівкою (цей тиск приблизно дорівнює 1,4 кПа). Атмосферний тиск у даній роботі вимірюється за допомогою барометра.

Щоб підтримувати поршень в положенні рівноваги, тиск в посудині з газом зменшують за допомогою другого шприца 4, після чого його від'єднують затискачем.

Кількість теплоти ΔQ передається газу, що знаходиться у скляній посудині, шляхом пропускання короткочасного імпульсу струму через нагрівний елемент. Схему електричного кола наведено на Рис. 1б. Джерелом енергії служить вихід «5 В» чотирьохдекадного цифрового лічильника 1. Нагрівач 2 вмикається за допомогою кнопочкового вимикача 3, одночасно цифровий лічильник реєструє тривалість імпульсу струму τ . Величини нагрівачного струму та напруги на нагрівачі вимірюють у окремому експерименті мультиметром. Якщо величина вимірюваного струму або напруги наперед невідома, потрібно починати виміри з максимальної шкали.

3 Робота з установкою

1. Протріть шприці та поршні спиртом (поршень треба вставляти в шприц тільки після повного висихання спирту).
2. Зберіть електричну схему згідно з Рис. 16.
3. Підготуйте лічильник до роботи. Для цього після вмикання приладу за допомогою кнопки Function переведіть прилад у режим Timer. Після цього кнопкою Trigger оберіть потрібну форму імпульсу. Якщо форму імпульсу обрано правильно, то лічильник вимірюватиме тривалість імпульсу у мс. Перед початком кожного вимірювання необхідно натиснути кнопку Start, а щоб обнулити табло — Reset.
4. Виміряйте силу струму, що тече через нагрівач, та напругу на ньому.
Замикати коло не менше, ніж на 0,5 с.
5. Зберіть схему вимірів ізобарної теплоємності C_p . Для цього до колби з газом приєднайте два шприці. Колба має нижній та верхній крани. Нижній кран регулює обмін газу між колбою та зовнішнім середовищем, верхній — між колбою та шприцами. Отже,
 - (а) Відкрийте обидва крани та випустіть повітря з обох шприців.
 - (б) Закрийте нижній кран. За допомогою горизонтального шприца виставте вертикальний шприц на нуль або на відмітку 10 (рекомендуються 10, щоб зменшити тертя)
 - (в) Поверніть верхній кран таким чином, щоб відокремити горизонтальний шприц. Штовхніть поршень вгору, потім вниз і таким чином визначте похибку вимірів.
 - (г) Замкніть електричне коло. Визначте зміну об'єму за зсувом шприца. Зафіксуйте тривалість імпульсу.
 - (д) Перед наступним виміром дочекайтесь охолодження газу або, відкривши усі крани, продуйте колбу, використовуючи шприці.
6. Зберіть схему для вимірювання C_v . Для цього від'єднайте один зі шприців і замість нього приєднайте манометр. Другий шприц від'єднайте за допомогою крана. За допомогою нижнього крана вирівняйте тиск у посудині з атмосферним. Перекрийте нижній кран та виставте манометр на нуль. Манометр вимірює різницю тисків, тому один його кінець має бути відкритим.
7. Проведіть відповідні виміри. Перед початком слід створити у колбі атмосферний тиск, відкриваючи нижній кран.
8. Проведіть виміри, аналогічні п. 5, 6, реєструючи зміну тиску за різних значень тривалості імпульсу (0.1–0.5 с). Перед початком наступного виміру слід дочекатись, доки тиск в колбі зменшиться до початкового або вирівняти тиск до атмосферного за допомогою нижнього крана.



9. Побудуйте графік залежності зміни тиску від тривалості імпульсу струму. За нахилом графіка, користуючись формулою (19), обчисліть C_v . Оцініть похибку експерименту.
10. За отриманими значеннями ізобаричної та ізохоричної теплоємностей визначте універсальну газову сталу. Порівняйте експериментальні значення теплоємностей та R із теоретичними.

i	i	i	?	i	$i?$
-----	-----	-----	---	-----	------

4 Контрольні запитання

1. Яким чином підтримується постійний тиск в посудині з газом при вимірюванні C_p ?
2. Чому дорівнює теплоємність в адіабатичному процесі? В ізотермічному? У політропічному?
3. Чим зумовлена необхідність використовувати нетривалі імпульси струму? Що відбудеться, якщо збільшити тривалість імпульсу у 10 разів?
4. Які ще існують способи вимірювання теплоємності та універсальної сталої?

Лабораторна робота №3 «Визначення адіабатичного коефіцієнту газу»

Nunquam, ubi diu fuit ignis, deficit vapor.

Syrus

Мета роботи: визначити адіабатичний коефіцієнт γ повітря методом Рухардта (методом вільних осциляцій газу).

1 Теоретична довідка

Адіабатичним називають процес, що відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем, тобто зміна тепла в цьому процесі $\delta Q = 0$. Квазістатичним називають такий ідеальний процес, що складається із неперервної послідовності станів рівноваги. Розглянемо зв'язок між змінними стану ідеального газу (тиск P , абсолютна температура T та об'єм речовини V), що виконується при адіабатичному квазістатичному процесі. Згідно з першим законом термодинаміки, в адіабатичному процесі газ виконує зовнішню роботу за рахунок зміни внутрішньої енергії $dU = \nu C_V dT$, де C_V — молярна теплоємність газу за постійного об'єму, ν — кількість молів газу. Таким чином,

$$\nu C_V dT + PdV = 0. \quad (1)$$

Рівняння стану ідеального газу має вигляд

$$PV = \nu RT, \quad (2)$$

де $R = 8,31$ Дж/(К·моль) — універсальна газова стала. Продиференціюємо рівняння (2):

$$PdV + VdP = \nu R dT. \quad (3)$$

Підставляючи (3) в (1) і беручи до уваги рівняння Майєра

$$C_P - C_V = R, \quad (4)$$

отримуємо диференціальне рівняння квазістатичного адіабатичного процесу для ідеального газу:

$$\gamma PdV + VdP = 0. \quad (5)$$

Величину γ називають адіабатичною сталою. Якщо теплоємності ідеального газу (а отже, і адіабатична стала) не залежать від температури, то рівняння (5) можна проінтегрувати. Таким чином, отримуємо рівняння Пуассона для адіабати:

$$PV^\gamma = const. \quad (6)$$

У даній роботі пропонується з експерименту Рухардта визначити адіабатичну сталу газу, який вдовольняє законам ідеального. В основі експерименту лежить вивчення періоду коливань легенького фламмерсфельдового поршня маси m в скляній трубці, яку вставлено у посудину з газом. У рівновазі внутрішній тиск газу в посудині P компенсує вагу поршня та силу, утворену атмосферним тиском P_\perp :

$$P\pi r^2 = mg + P_\perp \pi r^2, \quad (7)$$

де r — радіус осцилятора.

Якщо тепер поршень змістити на невелику відстань x від положення рівноваги, то це призведе до зміни об'єму ΔV і відповідної зміни тиску в посудині ΔP . Якщо процес коливань відбувається досить швидко, то можна вважати його адіабатичним. Тоді згідно із формулою (5) запишемо

$$\Delta P = -\gamma P \frac{\Delta V}{V} = -\gamma P \frac{\pi r^2 x}{V}, \quad (8)$$

де V — сумарний об'єм газу. Нескомпенсований приріст тиску призводить до руху поршня згідно з рівнянням:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \pi r^2 \Delta P. \quad (9)$$

Підставляючи (8) у (9), отримуємо динамічне рівняння гармонічного осцилятора

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + x \frac{\gamma P \pi^2 r^4}{Vm} = 0. \quad (10)$$

Таким чином, за частотою коливань поршня $\omega = \pi r^2 \sqrt{\frac{\gamma P}{Vm}}$ можна визначити адіабатичний коефіцієнт

$$\gamma = \frac{\omega^2 Vm}{P \pi^2 r^4}. \quad (11)$$

Оскільки в експерименті вимірюється безпосередньо період коливань $T = \frac{2\pi}{\omega}$, то зручніше замість формули (11) користуватись виразом

$$\gamma = \frac{4Vm}{PT^2 r^4}. \quad (12)$$

Адіабатичний коефіцієнт для ідеального газу можна розрахувати, користуючись кінетичною теорією газів, за кількістю ступенів волі молекули газу. Кількість ступенів волі молекули залежить від кількості атомів, з яких вона складається. Моноатомний газ має лише три ступені волі, пов'язані з поступальним рухом. Двоатомний газ має до того ж ще дві, а багатоатомний (три атоми і більше) — три обертальні ступені волі. За високих температур (значно вищих за температуру даного експерименту) треба приймати до уваги й коливальні ступені волі.

Згідно із кінетичною теорією газів, адіабатична стала будь-якого газу, незалежно від його типу, дорівнює

$$\gamma = (f + 2)/f, \quad (13)$$

де f — кількість ступенів волі молекули газу.

Табл. 1: Значення γ відповідно до кількості ступенів волі f молекули

f	γ
3	1,67
5	1,4
6	1,33

2 Робота з установкою

Експериментальна установка зображена на Рис. 1. Серцем установки є газовий осцилятор 1, в який вертикально вставлено прецизійну скляну трубку 2. У скляній трубці відбуваються осциляції невеликого поршня, виготовленого зі спеціального матеріалу. У ній зроблено невелику щілину, через яку при кожному русі поршня вгору виходить певна кількість газу. У такий спосіб підтримується стабільність коливань.

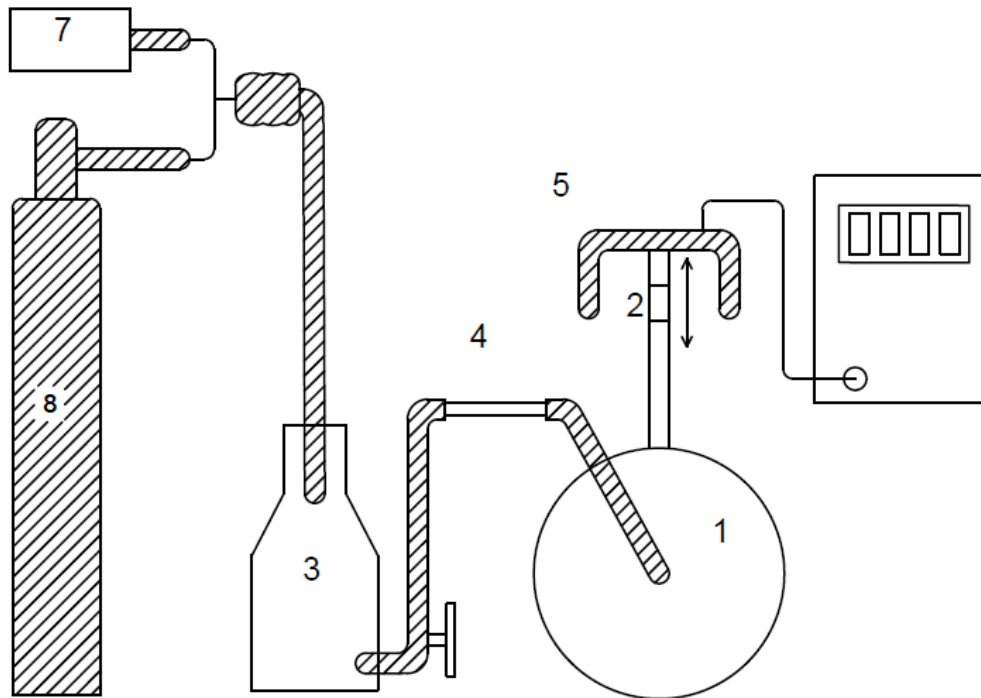
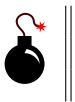


Рис. 1: Схема експериментальної установки.

Колівання реєструються за допомогою фотореєстратора 5. Промінь світла потрібно спрямувати так, щоб він проходив через центр трубки.

При дослідженні повітря його накачують в газовий осцилятор до необхідного тиску невеликою помпою 7. Між газовим осцилятором і помпою розташовано відсмоктуючу пляшку 3 (аспіратор), яка виконує роль буфера. У живлюючу трубку осцилятора введено скляну трубку 4, заповнену бавовною, для того, щоб поглинути усю вологу. При дослідженні інших газів їх запускають у відсмоктуючу пляшку з газових балонів 8 через редуктор.



Осциляції повинні відбуватись майже симетрично відносно щілини. Регулювання робиться за допомогою редуктора на газовому балоні та регулятора точної настройки 6 на аспіраторі. Орієнтиром служать сині кільця, нанесені на прецизійну трубку. Якщо центр осциляцій лежить значно вище щілини, і якщо осциляції швидко згасають після незначного зменшення тиску, то це означає, що в системі є пил, і скляну трубку необхідно ретельно прочистити.

Рух пластмасового тіла (поршня) в скляній трубці може навести значний статичний заряд, що призводить до спотворення вимірів. Найпростіше запобігти цьому ефекту можна, якщо покрити поршень тонким шаром графіту — натерти його простим м'яким олівцем. Ще краще обробити скляну трубку антистатиком, але це треба робити обережно, щоб не знизити прозорість трубки.

3 Хід експерименту

Перед початком експерименту за допомогою спирту ретельно прочистіть від пилу прецизійну скляну трубку, встановіть її вертикально. Спрямуйте промінь світла від фотореєстратора так, щоб він проходив через центр трубки. Після натискання кнопки SET індикаторна лампа має згаснути.

1. Виміряйте масу m поршня зважуванням. Особливу увагу приділіть вимірюванню діаметра поршня за допомогою мікрометра. За необхідності зробіть серію таких вимірів в різних місцях поршня і усередніть. Об'єм газу визначається після закінчення експерименту за об'ємом посудини, яку він займає¹. Для цього потрібно заповнити посудину разом із прецизійною трубкою водою до щілини, а потім визначити об'єм води за допомогою відкаліброваного вимірювального стакану.
2. Подайте в установку стиснуте повітря від помпи і введіть поршень осцилятора. За допомогою редуктора на газовому балоні та регулятора точної настройки на аспіраторі відрегулюйте потік газу таким чином, щоб осциляції відбувались симетрично відносно щілини.



3. Згідно з описом експерименту виміряйте період коливань осцилятора. Рекомендовано зробити не менше 10 вимірів. Період коливань визначається за часом не менше, ніж 300 осциляцій.
4. Подайте в осцилятор стиснутий аргон від редуктора газового балона, виконуючи наведені нижче рекомендації. Повторіть виміри п. 3 для аргону, а потім для двоокису вуглецю. Очевидно, що виміри серії газів слід робити, послідовно збільшуючи питому вагу останніх, для того, щоб гарантовано видалити залишки легшого газу з посудини.
5. За отриманими даними розрахуйте адіабатну сталу досліджених газів за формулою (12). Оцініть похибку. Порівняйте отримані величини з теоретичними.

4 Контрольні запитання

1. Виведіть рівняння адіабати ідеального газу. Чому дорівнює робота, виконана в такому процесі?
2. Чому коливання газу в осциляторі можна вважати адіабатичними? Сформулюйте умову адіабатичності процесу. Коли вона порушується?
3. Навіщо між осцилятором та насосом розташовують буфер?
4. Поясніть призначення щілини на скляній трубці.

¹ $V = 1135 \pm 2$

Лабораторна робота №4 «Вивчення ефекту Джоуля—Томсона на прикладі Ar, N₂ та CO₂»

Мета роботи: визначити коефіцієнт Джоуля—Томсона Ar, N₂ та CO₂.

1 Теоретична довідка

Ефектом Джоуля—Томсона називають зміну температури газу при стаціонарній адіабатичній течії з області високого тиску в область низького тиску (дроселюванні). Температура розрідженого газу, близького за властивостями до ідеального, при такому протіканні не змінюється. Ефект Джоуля—Томсона демонструє відмінність реального газу від ідеального. У роботі досліджується зміна температури аргону, азоту та вуглекислого газу за повільної течії вздовж теплоізолюваної трубки з пористим корком (Рис. 1). По різні боки від корка підтримується постійна різниця тисків ΔP . Величина ефекту Джоуля—Томсона визначається коефіцієнтом Джоуля—Томсона μ за різницею температури газу ΔT по різні боки від корка:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P}. \quad (1)$$

Розглянемо стаціонарну течію газу між довільними перерізами 1 та 2 трубки (по різні боки від корка). Припустимо, що через корок пройшов 1 моль газу молярної маси m_0 . З одного боку від корка (переріз 1) газ має об'єм V_1 , швидкість v_1 , тиск P_1 і внутрішню енергію U_1 . Для того, щоб примусити цей об'єм пройти крізь корок, необхідно виконати над газом роботу $A_1 = P_1 V_1$. Проходячи крізь переріз 2, газ сам виконує роботу $A_2 = P_2 V_2$. Оскільки процес адіабатичний, то згідно із першим законом термодинаміки робота, виконана над газом, призводить до зростання його внутрішньої енергії та кінетичної енергії течії:

$$A_2 - A_1 = \left(U_2 + \frac{m_0 v_2^2}{2} \right) - \left(U_1 + \frac{m_0 v_1^2}{2} \right), \quad (2)$$

де індекси 1 і 2 відповідають перерізам 1 і 2. Підставимо в формулу (2) вирази для робіт A_1 , A_2 . Після тотожних перетворень отримуємо

$$I_2 - I_1 = (U_2 + P_2 V_2) - (U_1 + P_1 V_1) = \frac{m_0(v_2^2 - v_1^2)}{2}. \quad (3)$$

У формулу (3) входить термодинамічний потенціал

$$I = U + PV, \quad (4)$$

який називають ентальпією. Формула (3) описує процес стаціонарної течії газу.

Формули (3), (4) досить точно відтворюють процес Джоуля—Томсона тільки після того, як встановиться стаціонарна температура вздовж трубки (за умови доброї теплоізоляції трубки). На початку процесу іде активний нагрів трубки (дросело) за рахунок тертя газу в пробці. Енергетичні втрати на нагрів можуть бути істотними і призводити до спотворення ефекту.

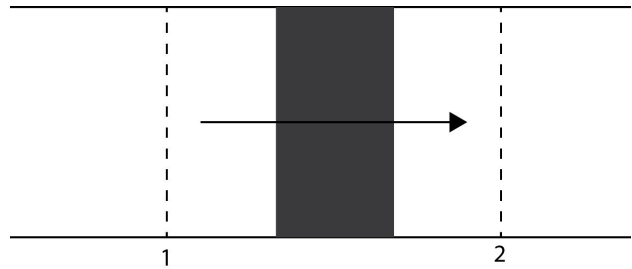


Рис. 1: Теплоізолювана труба з пористим корком

Процес Джоуля—Томсона відповідає ситуації, коли швидкість газу з обох боків трубки нехтовно мала, тобто в (3) можна знехтувати правою частиною. За таких умов ентальпія газу не змінюється, тобто

$$I_1 = I_2. \quad (5)$$

Для ідеального газу ефект Джоуля—Томсона дорівнює нулю. Дійсно, внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури. Добуток PV теж залежить тільки від температури. Таким чином, ентальпія ідеального газу є функцією тільки температури, тому якщо ентальпія незмінна, то й температура незмінна. Отже, зміна температури в процесі Джоуля—Томсона вказує на відмінність газу від ідеального.

Ентальпія, як і енергія газу, є функцією його стану. Відомо, що зміна функції стану залежить тільки від початкового та кінцевого стану системи і не залежить від процесу переходу. Тому для обчислення коефіцієнту Джоуля—Томсона розглянемо найпростіший зворотний процес, що переводить газ із стану з тиском P_1 та температурою T_1 у стан з тиском P_2 та температурою T_2 . Будемо вважати, що різниця тисків ΔP та температур ΔT мала (що відповідає диференціальному ефекту Джоуля—Томсона). Отже,

$$\Delta I = \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_P \Delta T + \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_T \Delta P = 0, \quad (6)$$

тоді із врахуванням визначення (1), коефіцієнт Джоуля—Томсона

$$\mu = - \left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_T / \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_P, \quad (7)$$

де індекси у похідних вказують на незмінність цих параметрів за диференціювання (часткові похідні).

Для того, щоб визначити часткові похідні у формулі (7), згадаємо, що згідно із першим законом термодинаміки

$$\Delta Q = \Delta U + P\Delta V = \Delta I - V\Delta P.$$

Таким чином, за постійного тиску $\Delta Q = \Delta I$, тому

$$\left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_P = C_P, \quad (8)$$

де C_P — теплоємність за постійного тиску.

З іншого боку, з рівняння (8) за методом термодинамічних потенціалів, використовуючи співвідношення Максвелла, можна показати, що

$$\left(\frac{\partial I}{\partial P} \right)_T = \left(\frac{\partial Q}{\partial P} \right)_T + V \left(\frac{\partial P}{\partial P} \right)_T = T \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T + V = -T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P + V. \quad (9)$$

Тому остаточно, підставляючи отримані значення з виразів (8), (9) у формулу (7), отримуємо

$$\mu = \frac{1}{C_P} \left[T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V \right]. \quad (10)$$

Для подальших розрахунків необхідно знати рівняння стану. Для одного моля газу Ван-дер-Ваальса

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT, \quad (11)$$

де V — молярний об'єм. Тепер продиференціюємо рівняння (11) за температурою за постійного тиску:

$$\left[\left(P + \frac{a}{V^2} \right) - \frac{2(V-b)a}{V^3} \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = R, \quad (12)$$

звідки

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{\left(P + \frac{a}{V^2} \right) - \frac{2(V-b)a}{V^3}} = \frac{R(V-b)}{RT - \frac{2(V-b)^2 a}{V^3}}. \quad (13)$$

Для розрідженого газу доданки з a , b малі, тому у першому наближенні можна вважати, що

$$T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \approx \frac{V - b}{1 - \frac{2a}{RTV}} \approx V \left(1 - \frac{b}{V} + \frac{2a}{RTV} \right). \quad (14)$$

Підставляючи (14) в (10) остаточно отримуємо

$$\mu = \frac{1}{C_p} \left[\frac{2a}{RT} - b \right]. \quad (15)$$

Таким чином, ефект Джоуля—Томсона для досить розрідженого газу залежить від співвідношення додатних коефіцієнтів a , b , які по-різному впливають на знак ефекту. Знак коефіцієнту μ можна пояснити виходячи з молекулярно-кінетичної теорії. Описуючи ідеальний газ, ми нехтуємо потенціальною енергією взаємодії молекул і тому $\mu = 0$. Потенціальна енергія, в свою чергу, обумовлена притяганням молекул на великих відстанях (коефіцієнт a) і відштовхуванням на малих відстанях (коефіцієнт b). Якщо переважає саме енергія притягання, то за зближення молекул енергія системи зменшується, а за віддалення, тобто розширення газу, — збільшується. Збільшення потенціальної енергії виникає за рахунок кінетичної, тобто газ за розширення охолоджується і $\mu > 0$. Навпаки, якщо переважає енергія відштовхування, розширення газу призводить до зменшення потенціальної енергії і збільшення кінетичної енергії, тобто температура газу зростає і $\mu < 0$.

Для реального газу ефект Джоуля—Томсона може дорівнювати нулю, але, на відміну від ідеального, це можливо лише за певної температури

$$T_i = \frac{2a}{Rb}, \quad (16)$$

яку називають температурою інверсії.

2 Експериментальне устаткування

Експериментальне устаткування складається з апарата Джоуля—Томсона, цифрового багатоканального термометра та газових балонів з редукторами (Рис. 2).

Головною частиною є скляний циліндр з корком, один кінець якого (вхід 2) відкритий, а другий (вхід 1) — під'єднано до теплообмінника. До входу 1 також під'єднано манометр 4, який вимірює різницю тисків по різні боки від корку. До обох входів приєднані термодатчики 3, сигнал від яких подається на чотирьох каналний цифровий термометр 5. Газ від балона з редуктором 7 подається через теплообмінник 6 до входу. Завдяки теплообміннику температура газу на вході 1 стабілізується і дорівнює температурі повітря в кімнаті.

Цифровий термометр забезпечує кілька режимів вимірювання. Основний режим: вимірювання значення температури в градусах Цельсія. Цей режим вмикається натисканням кнопки $t/^\circ\text{C}$ над відповідним входом термодатчика, після чого вмикається світлодіод над цією кнопкою. Режим, що вмикається натисканням кнопки $\Delta T/\text{K}$, забезпечує вимірювання зміни температури. За нуль при цьому приймається температура, що була в момент натискання кнопки $\Delta T/\text{K}$. Цей режим вимірювання у даній роботі не використовується. Можливе також вимірювання різниці температур між датчиками T_1 та T_2 (світлодіод Δt). Різниця температур вимірюється відносно умовного нуля, за який приймається різниця цих температур в момент увімкнення режиму, тобто

$$\Delta t = T_2 - T_1 - \Delta t_0. \quad (17)$$

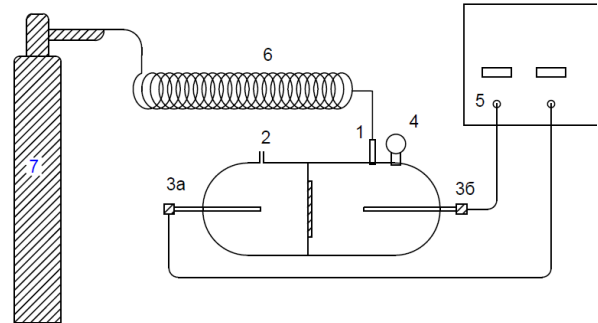


Рис. 2: Схема експериментального устаткування

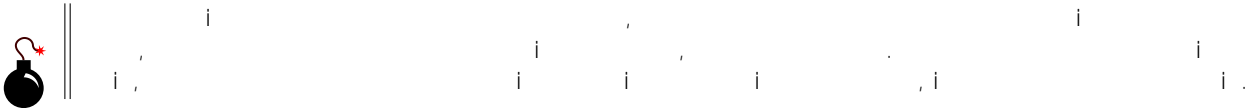
Для того, щоб вимірювати «абсолютну» різницю температур $T_2 - T_1$, треба, щоб $\Delta t_0 = 0$, для чого необхідно вмикати режим Δt у момент, коли $T_1 = T_2$. Саме цей режим рекомендовано використовувати в даній роботі, оскільки він дає більшу точність. Режим вмикається натисканням кнопки $t/^\circ\text{C}$ над входом термодатчика T_1 , якщо перед цим було ввімкнено режим вимірювання температури, або подвійним натисканням цієї кнопки, якщо перед цим було ввімкнено режим вимірювання зміни температури. Якщо ввімкнено режим Δt кожне натискання кнопки $t/^\circ\text{C}$ над входом термодатчика T_1 призводить до того, що система запам'ятовує новий «нуль» Δt_0 . Режим вимикається натисканням кнопки $\Delta T/\text{K}$ над входом термодатчика T_1 .

3 Хід експерименту

1. Увімкніть термометр. Відрегулюйте його таким чином, щоб ліва шкала вказувала різницю температур, а права — температуру датчика За (на виході апарата Джоуля—Томсона). Перед початком експерименту обидва датчики знаходяться при однаковій температурі, отже, різниця температур повинна дорівнювати нулю. Виходячи з цього, відрегулюйте покази лівої шкали натисканням кнопки $t/^\circ\text{C}$ над входом термодатчика T_1 . Після цього до кінця експерименту перемикаючи режими вимірювання температури не треба.
2. Приєднайте шланг подачі від апарата Джоуля—Томсона до оливної редуктора та стисніть. Уведіть з кожного боку скляного циліндра температурні датчики і приєднайте їх за допомогою муфти. Підключіть температурний датчик, який знаходиться з боку підвищеного тиску, до входу 1, а інший — до входу 2.
3. Тепер пустіть газ через апарат. Для цього спочатку відкрийте вентиль, який знаходиться на балоні з газом. Він відкривається у напрямку, вказаному на ньому стрілкою. Манометр, що знаходиться ближче до вентиля, вказує тиск у балоні (великий!). Тепер обережно відкривайте редуктор.



4. За допомогою редуктора встановіть різницю тисків (1 бар) по різні боки корк (за показами прецизійного манометра, розташованого на циліндрі).



5. Виміряйте відповідну різницю температур. Оскільки температура встановлюється через деякий час і покази приладу нестабільні, то перед початком вимірів слід зачекати 10 хвилин, а потім зняти 10–15 показів та усереднити.
6. Тепер поступово зменшуйте тиск (за допомогою редуктора) і в кожному випадку вимірюйте різницю тисків та температур, як вказано в п. 4, 5. Виміряйте також температуру в кімнаті та атмосферний тиск. Рекомендуємо зробити якнайменше 10 вимірів.
7. Побудуйте графік залежності ΔT від ΔP . Користуючись формулою (1), розрахуйте коефіцієнт Джоуля—Томсона. Оцініть похибку. Порівняйте виміряне значення з табличним. Користуючись формулами (15), (16) та вважаючи заданими значення теплоємності та константи b , оцініть константу a та температуру інверсії. Порівняйте цю температуру з критичною.
8. Від'єднайте апарат від балону. Для цього спочатку закрийте кран редуктора, потім перекрийте вентиль на балоні. Після цього від'єднайте шланг та, відкривши редуктор, знизьте тиск у редукторі. Закрийте кран редуктора.
9. Під'єднайте апарат Джоуля—Томсона до балона з іншим газом та повторіть виміри п. п. 2–7.

4 Контрольні запитання

1. Дати визначення ефекту Джоуля—Томсона.
2. Для яких речовин ефект Джоуля—Томсона за кімнатної температури від'ємний?
3. Що таке температура інверсії?

Лабораторна робота №5 «Вивчення теплового насоса»

Мета роботи: ознайомитись з роботою холодильника та визначити його ефективність за різних режимів роботи.

1 Теоретична довідка

Холодильник — це тепла машина, що працює в зворотньому напрямку. Її можна розглядати як тепловий насос, який «перекачує» тепло від холодильника до нагрівача, використовуючи при цьому роботу, що виконується над робочою речовиною.

Фрагмент фазової діаграми робочої речовини в координатах тиск — питома ентальпія зображено на Рис. 1. Крива, що проходить через критичну точку K , окреслює двофазову область, у якій співіснують рідина та газ. У двофазній області ізотерми паралельні до осі абсцис. Вони відповідають тиску насиченої пари, що для кожної речовини залежить лише від температури. На діаграмі також показано ідеалізований цикл, за яким працює робоча речовина. Починаючи зі стану, зображеного точкою 1, компресор стискає робочу речовину до стану 2. В ідеальному випадку цей процес відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем, тобто адіабатично (ізоентропійно). Далі вздовж ізотерми 2–3 відбувається конденсація рідини, при цьому вивільнюється корисне тепло Q . Після цього робоча речовина протікає крізь обмежувальний клапан (дросель), внаслідок чого тиск зменшується до величини, що відповідає точці 4. Для ідеальної машини цей процес є ізоентальпійним. У завершальній фазі циклу, на ізотермі 4–1, рідина випаровується за рахунок зовнішньої теплоти. Питома енергія, яка поглинається (q_0) та звільняється (q) на ізотермах 4–1 та 2–3 відповідно, а також необхідна питома робота стискування A , можуть бути розраховані безпосередньо з графіка:

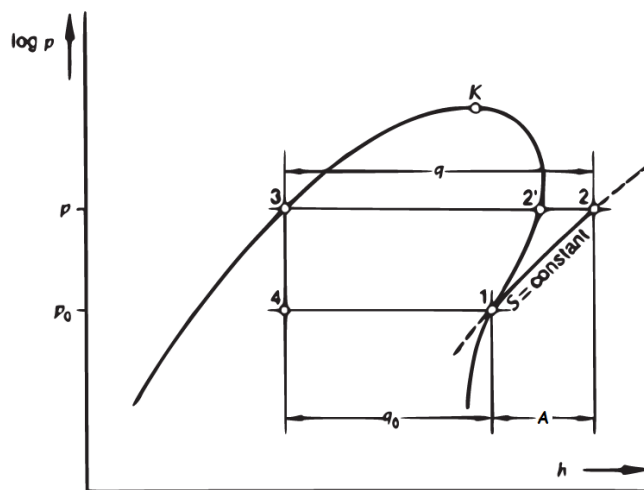


Рис. 1: Фазова діаграма робочої речовини

$$q_0 = h_1 - h_3, \quad q = h_2 - h_3, \quad A = h_2 - h_1. \quad (1)$$

Фактично перед конденсором виникає перегрів пари (на Рис. 1 точка 2 лежить за межами області насиченої пари). Спеціальний регулюючий пристрій забезпечує також положення точки 1 за межами області насиченої пари. Ці факти ілюструються експериментальною залежністю P_1 та P_2 від температури у порівнянні з даними про температурну залежність тиску насиченої пари для конкретної робочої рідини. Також

можна стверджувати, що у конденсорі рідина фактично переохолоджується і точка 3 лежить в області однофазної рідини. Енергетичні потоки Q'_B від випаровувача та Q'_K до конденсора визначаються з нагріву та охолодження відповідних водяних ванн:

$$Q' = cm_W \frac{\Delta\Theta}{\Delta t}, \quad (2)$$

де c — питома теплоємність води, m_W — маса води, а $\frac{\Delta\Theta}{\Delta t}$ — швидкість зміни температури.

Енергетичний потік не є постійним. Він залежить від умов роботи теплового насоса, але насамперед, від різниці температур між випаровувачем та конденсором.

Ефективність компресора ε — це відношення потоку тепла, що надходить до компресора, до його електричної потужності:

$$\varepsilon = \frac{Q'_K}{P}. \quad (3)$$

Ефективність холодильної машини також характеризується коефіцієнтом компресії. **Коефіцієнт компресії** λ — відношення реального витратного об'єму робочої речовини V до геометричного витратного об'єму V_g .

$$\lambda = \frac{V}{V_g} = \frac{V'}{V'_g}. \quad (4)$$

Припустивши, що процес помпування ідеальний, дійсні витрати робочої речовини за одиницю часу V' (потік у колі) та коефіцієнт компресії λ можуть бути розраховані з потоку тепла у випаровувачі.

$$V' = v \frac{Q'_B}{h_1 - h_3}, \quad (5)$$

де v — питомий об'єм пари за даного тиску у випаровувачі. Геометричний потік легко розрахувати з даних про геометричний об'єм компресора V_g та частоту обертання f .

$$V'_g = fV_g. \quad (6)$$

Потік тепла до конденсора залежить від температури випаровувача. Коли установка діє як повітряно-водяний насос, температура випаровувача залишається приблизно постійною після декількох хвилин роботи завдяки обдуву, що моделює практично необмежений повітряний резервуар. Без обдуву випаровувач покривається інеєм, внаслідок чого температура також залишається постійною.

2 Експериментальне устаткування

У роботі використовується модель холодильного агрегату, що має всі складові частини звичайного холодильника. Проте є відмінність: установка надає можливість вимірювати температуру та тиск робочої рідини в різних місцях циклу.

В установці використовується спеціальна робоча речовина $R12$ (CCl_2F_2) (див. Табл. 1). Спрощена схема її циркуляції для наочності нанесена на фронтальну панель установки (Рис. 2). На схемі позначені компресор 1, дросель 2, випаровувач 3, конденсор 4, манометри 5, вікна для спостереження за агрегатним станом робочої рідини 6 та точки при'єднання термометрів (a, b, c, d, e, f).

Крім позначених на схемі, установка, як і звичайний холодильник, має деякі додаткові регулюючі системи, що забезпечують її працездатність. Це регулятор потужності компресора та регулятор обмежувального клапану. Перший керується тиском робочої рідини після конденсора і забезпечує такий

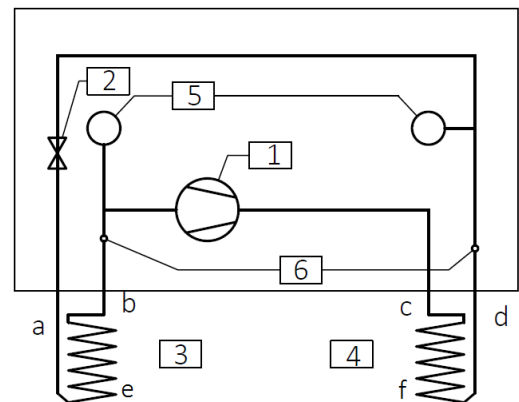


Рис. 2: Схема теплового насоса

режим роботи компресора, щоб робоча рідина в цьому місці була в однофазному рідкому стані. Другий керується температурою на випаровувачі і регулює дросель таким чином, щоб пара після випаровувача була перегрітою і рідка робоча речовина не потрапила у компресор.

Теплообмінники (випаровувач та конденсор) занурюються в теплоізольовані ємності з водою ($V = 4, 5$ л). Вимірюють шість температур: на вході у конденсор T_c , на виході з нього T_d , на вході у випаровувач T_a та на виході з нього T_b , у ізольованих теплоємностях (T_e, T_f), а також тиск робочої речовини в конденсорі P_1 та випаровувачі P_2 .

Завдяки спеціальному пристрою, в коло живлення установки вмикається ватметр, що дозволяє фіксувати електричну потужність компресора. Параметри компресора, що потрібні для подальших розрахунків: геометричний об'єм $V_g = 2,94 \text{ см}^3$, частота обертання $f = 2880 \text{ хв}^{-1}$. Отже, $V'_g = fV_g = 142 \text{ см}^3/\text{с}$.

У роботі також досліджуються параметри установки, що працює як повітряно-водяний тепловий насос. При цьому використовується звичайний фен, що здатен забезпечити обдув випаровувача гарячим повітрям.

3 Хід експерименту

3.1 Тепловий насос з водяним охолоджувачем та випаровувачем

1. Налийте задану кількість води в обидва резервуари.



2. Перевірте схему підключення ватметра. Визначте, за якою шкалою потрібно знімати значення електричної потужності та на який коефіцієнт множити.
3. Перед увімкненням насоса виміряйте тиски (P_1, P_2) та усі температури ($T_a, T_b, T_c, T_d, T_e, T_f$). Пам'ятайте, що манометри вимірюють тиск відносно атмосферного тиску. Увімкніть насос. Виконуйте вимірювання щохвилини протягом 30 хвилин.



4. Побудуйте графіки залежності усіх температур від часу та залежність тиску з боку випаровувача та з боку конденсора від температур рідини та пари, на цьому ж графіку відобразіть потужність компресора на додатковій шкалі. Також побудуйте графік $\ln P(\frac{1}{T})$. Визначте інтервал часу, в якому швидкості охолодження та нагріву відповідних резервуарів з водою приблизно стали.
5. Розрахуйте питому енергію, що поглинається та вивільняється, ефективність компресора та коефіцієнт компресії. Потрібні для розрахунків швидкості зміни температури та відповідні похибки слід знаходити за методом найменших квадратів у певному інтервалі часу, визначеному у п. 4.

3.2 Повітряно-водяний тепловий насос

1. Звільніть випаровувач від водяного резервуару, протріть насухо кільця теплообмінника. Змініть воду в резервуарі конденсора. Початкова температура води має бути приблизно такою, як і в попередній частині експерименту. Встановіть обдувач на відстані приблизно 30 см від випаровувача і починайте обдувати його гарячим повітрям.
2. Увімкніть тепловий насос та вимірюйте усі температури та тиски кожен хвилину впродовж 30 хвилин.
3. Повторіть вимірювання без обдуву. Перед початком кожної серії вимірювань змінійте воду в резервуарі конденсора. На початку вимірювань температура та кількість води в резервуарі повинні бути однакові.

4. За різних режимів роботи розрахуйте потік тепла до конденсора за формулою (2). Визначити середню температуру випаровувача T_b , потік тепла до конденсора Q_k та ефективність компресора за трьох режимів роботи:
- (а) гарячий обдув;
 - (б) холодний обдув;
 - (в) без обдуву.

4 Контрольні запитання

1. Який режим роботи насоса є найефективнішим? Чому?
2. Пояснити фізичний зміст коефіцієнта компресії λ .
3. Побудувати робочий цикл теплового насоса Рис. 1 у координатах $T(S)$.

Лабораторна робота №6

«Вивчення закону Стефана—Больцмана»

Мета роботи: перевірити виконання закону Стефана—Больцмана для нитки розжарення електричної лампи.

1 Теоретична довідка

Розглянемо замкнену порожнину, стінки якої мають температуру T .

Порожнину заповнено випромінюванням у всіх можливих напрямках, із усіма поляризаціями та довжинами хвиль. У рівновазі спектральна густина енергії випромінювання постійна й однакова у всіх точках порожнини.

Згідно з формулою Планка, спектральна густина потоку енергії випромінювання абсолютно чорного тіла, тобто енергія, що випромінюється на одиницю площини за одиницю часу при температурі T та довжині хвилі випромінювання λ в інтервалі $d\lambda$, задається формулою

$$\frac{d}{d\lambda}L(\lambda, T) = \frac{2c^2h\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1)$$

де c — швидкість світла ($3 \cdot 10^8$ м/с), h — постійна Планка ($6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), k — постійна Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Інтегрування рівняння (1) в діапазоні довжин хвиль від $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$ дає густину потоку енергії

$$L(T) = \frac{2\pi^5}{15} \cdot \frac{k^4}{c^2h^3} \cdot T = \sigma T^4, \quad (2)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$. Отримали закон Стефана—Больцмана. Згідно з цим законом, енергія, що випромінюється чорним тілом на одиничну площу в одиницю часу L , пропорційна четвертій степені абсолютної температури тіла T . Закон Стефана—Больцмана виконується також для так званого «сірого тіла», для якого коефіцієнт поглинання світла не залежить від частоти випромінювання, але менший за одиницю.

Одним з поширених типів детекторів випромінювання є термобатарей. Термоелектрична Е.Р.С. U_t термобатарей пропорційна до потоку енергії, що падає на детектор, і якщо термодетектор знаходиться при абсолютному нулі, ми можемо записати

$$U_t \propto T^4. \quad (3)$$

Фактично він знаходиться при кімнатній температурі T_k і також випромінює згідно з законом Стефана—Больцмана. Таким чином, можемо записати

$$U_t \propto T^4 - T_k^4 \quad (4)$$

Якщо знехтувати T_k^4 порівняно з T^4 , то залежність (4) можна записати в подвійно-логарифмічному вигляді:

$$\ln U_t = 4 \ln T + \text{const}. \quad (5)$$

Для перевірки закону Стефана—Больцмана потрібно використовувати джерело випромінювання, що відповідає властивостям чорного або сірого тіла. Відома фізична модель чорного тіла являє собою великий порожній ящик з маленьким отвором. Випромінювання, що потрапляє в отвір ззовні, багаторазово відбивається від стінок ящика і врешті-решт повністю поглинається. Якщо ящик достатньо великий, а отвір малий, то ймовірність того, що випромінювання вийде назад через отвір, нехтовно мала. Таким чином, коефіцієнт поглинання випромінювання буде дорівнювати одиниці. Стінки ящика, що знаходяться при температурі T , будуть не лише поглинати, а й випромінювати. Випромінювання від стінок також буде багаторазово відбиватись і врешті-решт прийде в стан рівноваги із стінками ящика.

Незважаючи на менш строгі вимоги до властивостей сірого тіла, реальної фізичної аналогії для нього немає. Навіть термін «сіре тіло» непоширений. Це викликано тим, що механізми, які контролюють поглинання, відбивання та випромінювання відрзняються для різних діапазонів довжин хвиль. Тому неможливо забезпечити постійний коефіцієнт поглинання, що не дорівнює одиниці, в усьому діапазоні довжин хвиль. Але якщо переважна більшість енергії випромінюється в певному спектральному діапазоні, в якому коефіцієнт поглинання тіла, що випромінює, постійний (або приблизно постійний), то умовно можна вважати тіло сірим. Для такого випромінювача буде приблизно виконуватись закон Стефана—Больцмана (2).

У даній роботі пропонується перевірити виконання закону Стефана—Больцмана для нитки розжарення електричної лампочки, як'у наближено можна вважати сірим тілом. Абсолютну температуру нитки розжарення $T = t + 273$ визначаємо за електричним опором $R(t)$. Температурну залежність опору можна приблизно описати поліномом другого степеня:

$$R(t) = R_0(1 + \alpha t + \beta t^2), \quad (6)$$

де R_0 — опір при 0°C , t — температура в $^\circ\text{C}$, а α і β — константи матеріалу, що для вольфраму дорівнюють: $\alpha = 4,82 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$, $\beta = 6,76 \cdot 10^{-7} \text{K}^{-2}$.

Опір при температурі 0°C можна знайти зі співвідношення

$$R_0 = \frac{R(t)}{1 + \alpha t + \beta t^2}, \quad (7)$$

де t — кімнатна температура, а $R(t)$ — опір нитки розжарення за кімнатної температури. Розв'язуючи квадратне рівняння відносно t , остаточно одержуємо вираз для абсолютної температури

$$T = 273 + \frac{1}{2\beta} \left[\sqrt{\alpha^2 + 4\beta \left(\frac{R(t)}{R_0} - 1 \right)} - \alpha \right]. \quad (8)$$

2 Робота з установкою

Експериментальна установка складається з лави, на якій закріплені лампа, що досліджується, та термометр, що використовується як детектор струму випромінювання. Лампа живиться від джерела постійного та змінного струму. Розжарювати лампу слід поступово.



$R(t)$ та R_0 знаходяться із закону Ома, шляхом вимірювання напруги та струму через нитку розжарення.

Для цього в схему живлення лампи вмикаються амперметр (послідовно) та вольтметр (паралельно лампі). Під час вимірювання $R(t)$ в схему послідовно вмикають також баластний опір 100 Ом (Рис. 1).

Під час основного експерименту лампа живиться змінним струмом. Баластний опір в схему не вмикають. Діапазон напруги — від 0 до 7,5 В. Оскільки через лампу тече досить значний струм (кілька амперів), для вимірювання струму застосовують шунт.

Шунт — це малий опір, величина якого достатньо стабільна та виміряна з великою точністю. Шунт вмикають паралельно до вимірювального приладу. досить значний струм (кілька амперів), для вимірювання струму застосовують шунт.

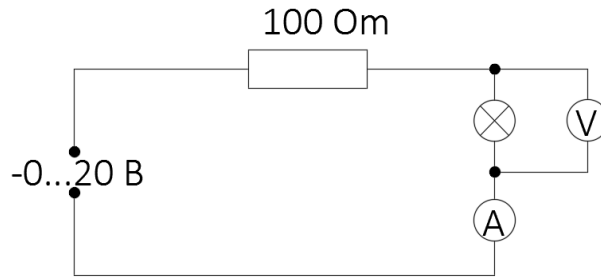


Рис. 1: Схема для прецизійного вимірювання опору нитки

При цьому струм тече не через амперметр, а через шунт (Рис. 2). Для визначення величини струму треба виміряти падіння напруги на шунті.

Струм розраховується згідно закону Ома за формулою

$$I = \frac{V}{R}. \quad (9)$$



У роботі використовується звичайна лампа розжарення. Нитка розжарення цієї лампи являє собою циліндричну спіраль. Лампу можна повертати таким чином, що вісь циліндричної спіралі утворює певний кут α із напрямом на детектор. При зміні кута буде змінюватись спостерігаємий (від детектора) розмір спіралі, крім того, за певних кутів α деякі витки спіралі будуть перекривати один одного, що спричинить певну немонотонну залежність інтенсивності випромінювання від кута α з максимумом в інтервалі 60° – 70° .

Розігрів нитки розжарення відбувається нерівномірно: середні витки нагріваються більше, оскільки поглинають більше енергії випромінювання від сусідніх витків, а крайні витки поглинають енергії менше, проте випромінюють більше. Випромінювання не приходить в рівновагу з випромінювачем, як це відбувається в чорному тілі. Вимірювання температури нитки за її електричним опором дає якесь значення, яке не обов'язково має збігатися із середнім значенням температури випромінювання. Крім того, виходячи із суто геометричних міркувань, можна очікувати, що середня температура випромінювання залежить від кута α . Чи будуть перелічені ефекти мати вирішальне значення для характеристики випромінювання, можна перевірити лише експериментально.

Термобатарей розташовується на відстані приблизно 30 см від лампи. Термобатарея даватиме напругу декілька мілівольт, тому для вимірювання напруги вона приєднується до посилювача постійного струму. Коефіцієнт посилення виставляється 10^3 або 10^4 . Максимальна вихідна напруга посилювача — 14,6 В, а лінійність зберігається з достатньою точністю лише до 13 В, тому коефіцієнт посилення треба вибрати в залежності від відстані між лампою та детектором. Перед початком вимірів необхідно дати посилювачу прогрітись і виставити нуль. Нуль треба час від часу перевіряти. Зміна коефіцієнту посилення вимагає нового виставлення нуля.

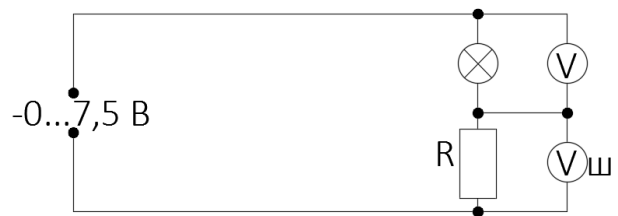


Рис. 2: Еквівалентна схема для вимірювання опору нитки із застосуванням шунта



3 Хід експерименту

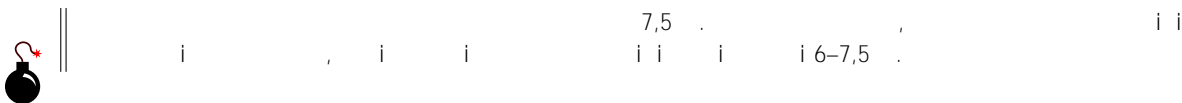


- Зберіть схему згідно Рис. 1 для прецизійного вимірювання опору нитки при кімнатній температурі. Додатковий резистор 100 Ом приєднайте послідовно до лампи, джерело струму та вимірювальні прилади (вольтметр та міліамперметр) переведіть в режим постійного струму.



- Виміряйте падіння напруги на нитці при 5–6 значеннях струму від 50 до 200 мА. Впевніться, що струм, за якого проводиться вимірювання, не підвищує істотно температуру нитки (подумайте, як це зробити за отриманими даними).
- Зберіть схему згідно Рис. 2. Відімкніть баластний резистор та переведіть вимірювальні прилади та джерело струму в режим змінного струму. Приєднавши шунт, переведіть мультиметр в режим вимірювання напруги. Перш ніж вмикати прилади, знову покажіть схему викладачу.
- Розташуйте термобатарею на відстані приблизно 25–40 см від лампи. Виставте нуль підсилювача постійного струму. Поверніть лампу так, щоб вісь циліндричної спіралі нитки розжарення була перпендикулярною до напрямку на детектор.
- Подайте на лампу такий струм, щоб нитка розжарення почала червоніти. Уважно роздивіться нитку розжарення. Зробіть висновки відносно однорідності розігріву. Установіть напругу 1 В, і повертаючи детектор вліво-вправо, отримайте максимальну термо-е.р.с.
- Проведіть виміри струму та напруги на лампі і напруги на детекторі, спочатку збільшуючи напругу на лампі приблизно з 1 В до максимальної (з кроком приблизно 0,3 В), а потім зменшуючи напругу знов до нуля.

Треба дбати, щоб фонове випромінювання не заважало вимірюванням.




- Повторіть виміри п. 6 для 60°, а потім для 30°. Перед кожною серією вимірів обов'язково перевіряйте нуль підсилювача.
- Результати вимірів п. 6–7 подайте в графічному вигляді як залежність $\ln U(\ln T)$. Проведіть регресійний аналіз та отримайте показник степені в формулі (5). Оцініть похибку. Чи збігається показник із теоретичним в межах похибки? Чи можна з цього зробити висновки щодо властивостей нитки розжарення як сірого тіла?
- Чи спостерігається залежність результатів від кута α . Проаналізуйте цю залежність (якщо вона є). Для якого кута результати найкращі?
- Якщо показник степеня, який було отримано в п. 8, значно відрізняється від 4, спробуйте врахувати деякі джерела похибок.

- (а) Дрейф нуля підсилювача. Для цього порівняйте результати, що було отримано під час збільшення та зменшення температури. Якщо різниця помітна, зробіть відповідну корекцію.
- (б) Неоднорідність розігріву нитки розжарення лампи. Побудуйте залежність $U^{\frac{1}{4}}$ від T . Чи лінійна залежність? Чи проходить вона через нуль? Якщо залежність лінійна, але через нуль не проходить, є всі підстави вважати, що фактична температура нитки (точніше, середня температура випромінювання, що потрапляє в детектор) відрізняється від результатів ваших вимірів на певне ΔT . Врахуйте це і знов побудуйте графік п. 8.
- (в) Велика похибка окремих вимірювань. Оцініть похибку окремих вимірювань. За яких значень T похибки найбільші? На залежності $\ln U(\ln T)$ експериментальні точки розміщені нерівномірно (їх багато в області вищих температур і мало в області нижчих). Тому кожна окрема точка в області температур 600–1000 К має великий вплив на нахил прямої, що проводиться за методом найменших квадратів. Якщо ці точки ще й мають найбільші похибки, то можуть призводити до спотворення результатів. Відкиньте такі точки, перебудуйте графік і оцініть результат.

4 Контрольні запитання

1. Виведіть закон Стефана—Больцмана, вважаючи випромінювання абсолютно чорного тіла газом фотонів.

 $\parallel \quad \quad \quad \begin{matrix} i \\ i \end{matrix} \quad \quad \quad \begin{matrix} i & i \\ i & i \end{matrix} \quad \quad \quad \begin{matrix} i \\ i \end{matrix} \quad \quad \quad \begin{matrix} i \\ i \end{matrix} \quad \quad \quad \begin{matrix} i \\ i \end{matrix} \quad \quad \quad \begin{matrix} i \\ i \end{matrix}$

2. Чому дорівнює тиск фотонного газу? А ентропія?
3. Чим відрізняється абсолютно чорне тіло від сірого?

Лабораторна робота №7 «Вивчення машини Стірлінга»

See-saw, see-saw
Up and down, up and down...

Mother Goose

Мета роботи: ознайомитись із роботою машини Стірлінга та визначити її ефективність за різних умов.

1 Теоретична довідка

1.1 Історична довідка

У 1816 році Роберт Стірлінг отримав патент на тепловий двигун, робочим тілом якого було гаряче повітря. Тепер такий двигун називають машиною Стірлінга і використовують для вивчення принципів роботи теплових двигунів, оскільки в цьому випадку легко зрозуміти процеси перетворення термічної енергії на механічну.

На сьогодні машина Стірлінга зазнає нового поштовху у розвитку, оскільки вона має багато переваг над іншими двигунами. Так, машина Стірлінга є замкненою системою, що працює майже без тертя з різними джерелами теплової енергії, що відіграє особливу роль при вирішенні екологічних питань.

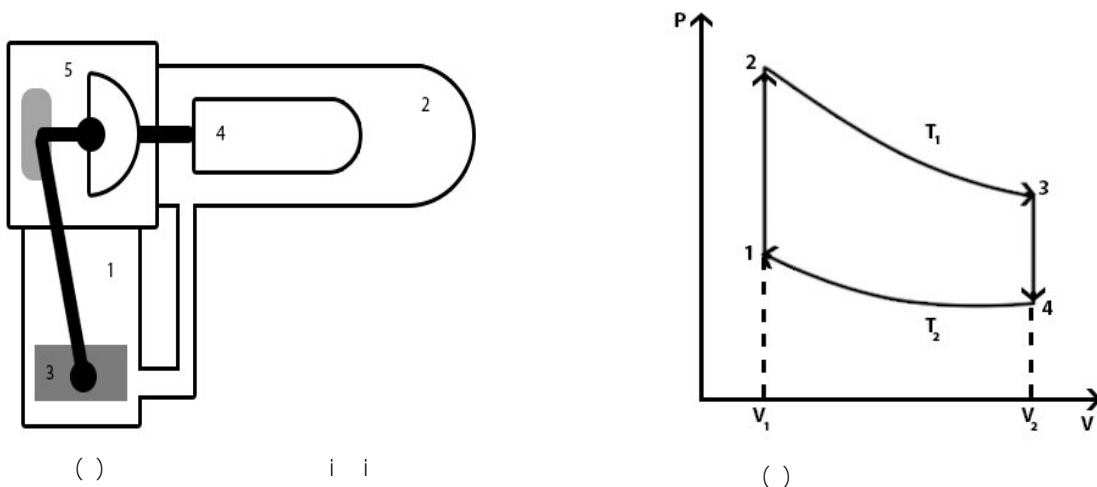


Рис. 1: Одна із технічних реалізацій машини Стірлінга

Одну з можливих технічних реалізацій машини Стірлінга представлено на Рис. 1а. Конструктивно вона складається з двох з'єднаних між собою камер: робочого циліндра 1 та регенератора 2. Всередині робочого циліндра знаходиться робочий поршень 3, що щільно прилягає до стінок циліндра 1, саме він виконує роботу. Один кінець регенератора нагрівають (принципово це можна зробити будь-яким чином),

а інший кінець, навпаки, охолоджують. Усередні регенератора знаходиться пістон 4, між яким та поверхнею регенератора розташовано проміжок так, що газ може вільно циркулювати, перетікаючи із холодної частини регенератора до гарячої та навпаки. Поршні пов'язані між собою шатунним механізмом 5, що забезпечує зсув фаз на 90° , тобто коли один із них знаходиться біля «мертвої точки», другий рухається з максимальною швидкістю. Машина працює за замкненим зворотним циклом, що складається з двох ізохор та двох ізотерм (Рис. 16). Робочим тілом повітря слугує ідеальний газ (гаряче повітря).

1.2 Коефіцієнт корисної дії машини Стірлінга

Розглянемо роботу ідеальної машини Стірлінга. За замовчуванням, ККД будь-якої теплової машини η визначається як відношення роботи A , яку виконано в циклі, до теплоти Q_+ , яку система отримала протягом циклу:

$$\eta = \frac{A}{Q_+}. \quad (1)$$

Згідно з першим законом термодинаміки, теплота, яку передано системі у нескінченно малому процесі, йде на зміну внутрішньої енергії dU системи та на роботу PdV :

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

Перед початком циклу робочий поршень 3 знаходиться внизу робочого циліндра, а пістон 4 — біля шатунного механізму, так що газ знаходиться у гарячій зоні і займає об'єм V_1 . У першій фазі циклу газ нагрівається, переходить у робочий циліндр і виштовхує поршень 3 вгору. При цьому об'єм газу збільшується до максимального об'єму V_2 . На Рис. 16 цей процес відповідає ізотермі 1–2. Таким чином, у першій фазі система отримує тепло і виконує роботу A_1 , яку легко розрахувати, користуючись рівнянням ідеального газу:

$$PV = \nu RT, \quad (3)$$

де ν — кількість молів газу, $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{моль})$ — універсальна газова стала. Насправді,

$$A_1 = \int_1^2 PdV = \nu RT_1 \int_1^2 \frac{dV}{V} = \nu RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (4)$$

Оскільки внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури, то згідно із (2), ця робота збігається із теплою Q_+ , яку система отримала у процесі 1–2, $Q_+ = A_1$.

Друга фаза циклу — це ізохора 2–3. У цьому процесі поршень 3 знаходиться вгорі і не рухається, фіксуючи у такий спосіб об'єм системи, а пістон 4 рухається за інерцією і виштовхує газ із гарячої зони до холодної. Очевидно, що у цьому процесі робота не виконується, а система охолоджується від температури T_1 до температури T_2 . Теплота, віддана системою, від'ємна і дорівнює

$$Q = U(T_2) - U(T_1). \quad (5)$$

Третя фаза — знов ізотерма 3–4. Пістон 4 знаходиться над нагрівачем і перешкоджає надходженню газу в гарячу зону. Поршень 3 рухається вниз і таким чином стискає газ від об'єму V_2 до об'єму V_1 . У цьому процесі система віддає тепло Q_- і над нею виконується робота

$$A_2 = \int_3^4 PdV = \nu RT_2 \ln \frac{V_1}{V_2} = -\nu RT_2 \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad Q_- = A_2. \quad (6)$$

У четвертій фазі, на ізохорі 4–1, поршень 3 знаходиться знизу, а пістон 4 рухається із гарячої зони в холодну зону. Система віддає теплоту Q , яку отримала в другій фазі (див. формулу(5)), а робота не виконується.

Важливим для роботи машини Стірлінга є той факт, що теплота, яку виділяє система за ізохоричного охолодження, накопичується і потім поглинається системою за ізохоричного нагріву (принцип регенерації).

Таким чином, корисна робота, що виконується в циклі дорівнює

$$A = A_1 + A_2 = \nu R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (7)$$

Ефективна робота $A_{\text{еф}}$, що виконує двигун проти зовнішніх сил, менша за A , оскільки неможливо запобігти енергетичним втратам на тертя, тощо.

Отже, підставляючи (4), (7) в (1), отримуємо вираз для максимального коефіцієнту корисної дії зворотного циклу машини Стірлінга:

$$\eta = \frac{\nu R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}}{\nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (8)$$

Згідно із теоремою Карно, це найбільший можливий ККД для будь-якої теплової машини, якого можна досягти лише теоретично. З формули (8) випливає, що ККД тим більший, чим більша різниця температур між нагрівачем та охолоджувачем.

1.3 Реальний та ідеальний процеси Стірлінга

Реальний ККД машини Стірлінга менший за теоретичний. Його можна визначити, безпосередньо обчисливши з PV -діаграми роботу

$$\eta = \frac{A_{PV}}{Q_+} = \frac{A_{PV}}{\nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}. \quad (9)$$

Ступінь ідеальності двигуна характеризується відношенням реальної роботи до теоретичної

$$\eta_i = \frac{A_{PV}}{A} = \frac{A_{PV}}{\nu R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}}. \quad (10)$$

1.4 Експериментальне обладнання

У комплект апаратури для вивчення машини Стірлінга, крім власне двигуна, входить $PVnT$ -метр, осцилоскоп, амперметр, вольтметр, реостат, моментометр і стрілка.

Для використання деяких з комплектуючих установки потрібно розібратися з формулами, що до них затосовуються.

Теплова потужність пального:

$$P = \lambda \frac{\Delta m}{\Delta t}, \quad (11)$$

де $\lambda = 25$ кДж/г — питома теплота горіння спирту.

Через енергетичні втрати між паливом та двигуном, вводять коефіцієнт ефективності пального як

$$\eta = \frac{f Q_+}{P} = \frac{f \nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}{P}. \quad (12)$$

1.5 Ефективність машини Стірлінга

У даній роботі пропонується визначити ефективність перетворення машиною Стірлінга теплової енергії в механічну та електричну. Якщо з'єднати пасом маховик машини Стірлінга з валом генератора, то за працюючого двигуна на клеммах з'явиться напруга U . Якщо ввімкнути генератор в електричне коло, то буде вироблятися електрична потужність

$$P = UI, \quad (13)$$

де I — струм у колі. Енергія, що споживається електричним колом за один оберт двигуна, дорівнює

$$W = \frac{UI}{f}, \quad (14)$$

де f — частота обертання двигуна, яка розраховується, як кількість обертів за секунду.

Аналогічним чином, зробивши дозоване механічне навантаження на вісь працюючого двигуна, можна визначити ступінь перетворення теплової енергії в механічну. У даній роботі механічна потужність оцінюється за допомогою моментометра за моментом сили тертя M , що утримує вантаж у положенні рівноваги:

$$P = 2\pi Mf. \quad (15)$$

Енергія, що споживається за один оберт двигуна, дорівнює

$$W = 2\pi M. \quad (16)$$

Для оцінки ефективності перетворення теплової енергії в електричну та механічну вводять відповідні коефіцієнти

$$\eta = \frac{W_e}{A_{PV}}, \quad \eta = \frac{W}{A_{PV}}. \quad (17)$$

Для споживача енергії найбільший зміст має коефіцієнт повної ефективності

$$\eta = \frac{P}{P_H} \quad \text{або} \quad \eta = \frac{P}{P_H}, \quad (18)$$

який вказує на те, наскільки ефективно ми перетворюємо теплову енергію палива на корисну механічну або електричну роботу.

2 Калібровка

2.1 Сенсор тиску

Для того, щоб зображення PV -діаграми на екрані осцилоскопа відповідало реальним значенням тиску та об'єму, слід провести калібровку сенсора тиску, який знаходиться на монтажній панелі біля двигуна. Для цього видавіть з монтажної панелі гнучкий шланг. При цьому точка (або лінія) на екрані осцилоскопа відповідає стану з атмосферним тиском (визначається за допомогою барометра). Осцилоскоп при цьому повинен працювати в режимі DC та Yt з відкаліброваною Y шкалою. Рекомендуємо користуватись шкалою 0,5 вольт/поділка. Розташуйте сигнал посередині екрану (нуль шкали Y). Тепер візьміть газовий шприц, висуньте поршень таким чином, щоб об'єм газу в шприці становив 15–20 мл, з'єднайте з гнучкою трубкою, другий кінець якої під'єднано до $PVnT$ -сенсора. Повільно пересувайте поршень і фіксуйте об'єм газу у шприці та вертикальну координату сигналу на екрані (у вольтах). При цьому відповідний тиск газу в шприці можна розрахувати, вважаючи повітря ідеальним газом і нехтуючи об'ємом гнучкого шланга:

$$P = \frac{P_0 V_0}{V}, \quad (19)$$

де P_0 — атмосферний тиск, V_0 — початковий об'єм газу у шприці. Побудувавши залежність тиску від величини сигналу, можна визначити коефіцієнт пропорційності між амплітудою сигналу та тиском, тобто відкалібрувати сенсор тиску. Для підвищення точності калібровки рекомендуємо провести калібровку за стиснення і за розширення.

2.2 Об'єм

Щоб відкалібрувати об'єм, найпростіше співвіднести точки, що відповідають найбільшому та найменшому об'єму на PV -діаграмі із значеннями $V_1 = 32 \text{ см}^3$; $V_2 = 44 \text{ см}^3$.

3 Обробка експериментальних даних

Виміряна крива циклу на PV -діаграмі має овальну форму. Для того, щоб співвіднести її частини з ізотермами 1–2 та 3–4, на тому ж самому графіку будують теоретичні ізотерми, користуючись виміряними значеннями температури T_1 і T_2 та рівнянням стану (3).

Зауважимо, що в рівняння стану крім змінних P , V та T , входить ще кількість молів газу в двигуні ν . Оскільки поршень двигуна може пропускати газ, величину ν слід оцінювати за виміряною кривою циклу. Це можна зробити у наступний спосіб. За PV -діаграмою визначимо межі, у яких змінюється об'єм протягом циклу, нехай це значення V' та V'' . Проведемо ізохору через точку, яка лежить посередині цього інтервалу, тобто через точку з абсцисою $V = (V' + V'')/2$. Ця ізохора перетинає криву циклу у двох точках з ординатами P' та P'' . Розглянемо точку, яка лежить посередині утвореного відрізка, тобто точку з координатами $V = (V' + V'')/2$, $P = (P' + P'')/2$. Будемо вважати, що ця точка належить ізотермі з температурою $T = (T_1 + T_2)/2$, і виходячи з рівняння (3), розрахуємо кількість молів ν . Для того, щоб збільшити точність такої оцінки, можна зробити аналогічну процедуру, провівши ізобару через середину інтервалу, в якому змінюється тиск, а потім усереднити результати.

Після того, як визначені величини T_1 , T_2 та ν , можна провести відповідні ізотерми. При порівнянні теоретичних ізотерм з реальним циклом слід приймати до уваги, що виміряні температури відповідають лише середньому значенню. Насправді, поблизу полум'я температура газу більша за T_1 , а у робочому циліндрі менша за T_2 . Збільшення об'єму відбувається у холодному робочому циліндрі, протягом цього процесу газ трохи охолоджується і тому за збільшення об'єму середня температура менша за відповідну виміряну температуру. Отже, експериментальна крива трохи крутіша за теоретичну ізотерму. При порівнянні різних кривих циклу з теоретичними ізотермами також може виникнути їх перетин.

4 Хід експерименту



1. З'єднати P - та V -виходи $PVnT$ -метра з Y та X каналами осцилоскопа.
2. Увімкнути $PVnT$ -метр. Привести датчики у тепловий контакт, щоб виміряти температуру, і натиснути кнопку «Calibration ΔT ». Під'єднати датчики до машини Стірлінга.
3. Перевести поршень у найнижче положення. Натиснути «Calibration V ».
4. Відкалібрувати сенсорний модуль.
 - (а) Прибрати гнучкий шланг з монтажної панелі.
 - (б) Розташувати сигнал посередині екрану.
 - (в) Взяти газовий шприц, висунути поршень таким чином, щоб об'єм газу в шприці становив 15–20 мл. З'єднати шприц з гнучкою трубкою.
 - (г) Повільно пересувати поршень і фіксувати об'єм газу у шприці та вертикальну координату сигналу на екрані.
 - (д) Повторити підпункти (а)–(д), змінюючи об'єм газу в протилежний бік.



5. Зафіксувати на монтажній панелі шкалу моментометра.
6. За допомогою мірного стакана налити до спиртового пальника певну кількість пального (біля 40 мл²). Після завершення роботи виміряти кількість використаного пального.



7. Запалити палик і нагрівати двигун. Коли різниця температур буде становити близько 80 К, легенько штовхнути маховик двигуна в напрямку руху годинникової стрілки.
8. Відрегулювати постачання тепла таким чином, щоб швидкість обертання машини і температури гарячої та холодної частин двигуна застabilізувались.
9. Перемкнути осцилоскоп в режим XU . Перемалювати криву з екрану на прозорий папір. Занотувати температури нагрівача та холодильника, швидкість обертання двигуна.



10. Під час руху двигуна обережно натягнути стрілку моментометра з вантажем на вісь двигуна. Обертаючи гвинт на стрілці, збільшити силу тертя між стрілкою та віссю. За шкалою моментометра визначити величину моменту сили тертя, занотувати температури та швидкість обертання. Повторити експеримент для різних значень моменту (5–6 вимірів), для одного з них зняти PV –діаграму.



11. Зупинити машину та загасити палик.
12. Замість моментометра змонтувати на панелі генератор і з'єднати паском маховик двигуна з валом генератора. Зібрати електричну схему. На початку експерименту виставити максимальний опір на реостаті.
13. Запалити палик і привести двигун до руху (без навантаження).
14. Підключити двигун до електричного кола. Після стабілізації процесу виміряти параметри двигуна, а також значення струму та напруги. Повторити виміри за різних значень струму, змінюючи навантаження за допомогою реостата (6–8 вимірів). Для одного зі значень навантаження зняти PV –діаграму.

5 Завдання

1. Визначити площу фігури на екрані осцилоскопа і за нею розрахувати повну енергію, що виробляється машиною без навантаження. За формулами (8)–(10) розрахувати ідеальний та реальний тепловий ККД машини, а також ступінь ідеальності.
2. За отриманими даними та формулою (11) визначити теплову ефективність горіння і за формулою (12) розрахувати коефіцієнт ефективності палика.
3. Розрахувати площу фігури на екрані осцилоскопу і повну енергію, що виробляється машиною за механічного навантаження. Порівняти криву циклу з навантаженням та без нього.
4. Оцінити механічну роботу за один оберт та розрахувати вихідну механічну потужність (формула (15)) як функцію частоти обертання. Побудуйте відповідний графік і за ним визначити режим максимальної ефективності. За площею PV –діаграми в режимі механічного навантаження знайти коефіцієнт ефективності перетворення теплової енергії у механічну (формула (17)). За формулою (18) визначити повну ефективність двигуна за механічного навантаження.
5. Розрахувати площу фігури на екрані осцилоскопа і повну енергію, що виробляється машиною за електричного навантаження. Порівняти криву циклу з навантаженням та без нього.



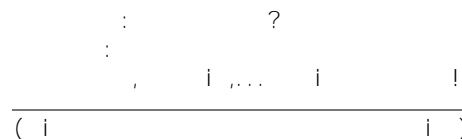
6. Оцінити електричну роботу за один оберт та розрахувати вихідну електричну потужність (формула (13)) як функцію частоти обертання. Побудувати відповідний графік і за ним визначити режим максимальної ефективності. За площею PV -діаграми в режимі електричного навантаження знайти коефіцієнт ефективності перетворення теплової енергії у електричну (формула (17)). За формулою (18) визначити повну ефективність двигуна за електричного навантаження.

6 Контрольні запитання

1. Що таке ККД? Від чого залежить ККД теплового двигуна, що працює
 - за циклом Карно?
 - за циклом Стірлінга?
 - за циклом Отто?
2. Чому реальний ККД теплового двигуна відрізняється від теоретичного? Як можна збільшити реальний ККД?
3. Які показники ефективності двигуна, крім теплового ККД, характеризують його якість?

Лабораторна робота №8

«Рівняння стану та критична точка»



Мета роботи: експериментально визначити рівняння стану SF_6 навколо двофазної області, визначити критичні параметри цієї речовини та приховану теплоту випаровування.

1 Теоретична довідка

Рівнянням стану називають зв'язок між такими змінними стану як тиск P , об'єм V та температура T

$$F(P, V, T) = 0. \quad (1)$$

У загальному випадку рівняння стану може бути представлено в вигляді ряду

$$\frac{PV}{RT} = 1 + \frac{B(T)}{V} + \frac{C(T)}{V^2} + \dots, \quad (2)$$

де B, C — віріальні коефіцієнти, що залежать тільки від температури. У деяких випадках рівняння стану (віріальні коефіцієнти) можна розрахувати, якщо відомі потенціали взаємодії між частинками, що формують даний матеріал, або відомий енергетичний спектр. Частіше користуються емпіричними або напівемпіричними рівняннями стану. Одним з найпростіших та найпоширеніших рівнянь стану є рівняння Ван-дер-Ваальса:

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \quad (3)$$

де a, b — коефіцієнти, які визначаються експериментально. Рівняння (3) якісно правильно відтворює поведінку речовини в широкому інтервалі температур і дає непогане узгодження з експериментом.

Проаналізуємо на прикладі рівняння Ван-дер-Ваальса поведінку речовини за ізотермічного стиснення при різних значеннях температури. За великих значень T , як видно з рівняння (2), тиск газу монотонно залежить від щільності (або об'єму). Зменшуючи об'єм газу, ми будемо змінювати тільки кількісні характеристики (наприклад, щільність, або стисливість), але ми не будемо спостерігати жодних якісних змін у стані речовини. За малих значень температури ситуація змінюється. Стискаючи газ, ми спочатку спостерігатимемо збільшення щільності та тиску, але газ, як і раніше, буде однорідним. Однак, за певного значення тиску частина газу перетвориться на рідину і система з однорідної перетвориться на двофазну. Для визначення категорії фази важливим є той факт, що між фазами (рідиною та парою) існує границя розподілу і фази можуть бути механічно відокремлені одна від одної. За подальшого стиснення системи тиск не змінюється, а змінюється лише співвідношення кількості речовини в кожній з фаз. Коли вся пара перетвориться на рідину, тиск знову збільшуватиметься при стисканні. Таким чином, за малих температур спостерігається фазове перетворення пари на рідину. Точки, в яких вперше з'являється рідина і повністю зникає пара (або навпаки), називаються межами лабільності фаз. За низьких температур для кожного значення температури існує дві точки лабільності. Температуру, за якої обидві точки лабільності збігаються,

називають критичною, як і відповідні значення тиску та об'єму також називають критичними. Якщо всі три змінні стану речовини збігаються з критичними, то кажуть, що речовина знаходиться у критичному стані. За температури вище критичної речовина перебуває тільки у стані пари і ніяким стисненням не може бути переведена у рідину. За температури нижче критичної стиснення газу призводить до його конденсації та переходу в рідину, при цьому в певному інтервалі значень щільності дві фази можуть співіснувати. За критичної температури інтервал співіснування фаз вироджується в точку.

Критичні параметри є важливими характеристиками речовини. У найпростіший спосіб їх можна визначити, якщо побудувати ізотерми даної речовини за різних температур і обрати ту з них, яка має перегин.

Описане вище перетворення пара–рідина є перетворенням першого роду. Для перетворень першого роду характерними є області співіснування двох фаз, а також прихованої теплоти переходу λ . Ця теплота виділяється системою при конденсації і поглинається при випаровуванні. Теплоту переходу можна визначити за залежністю точки переходу від тиску насиченої пари. Дійсно, згідно із рівнянням Клапейрона–Клаузіуса

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{T(V_g - V_f)}, \quad (4)$$

де V_g , V_f — об'єм пари та рідини, відповідно. Якщо припустити, що пара є ідеальним газом, об'єм рідини нехтовно малий, а теплота переходу не залежить від температури, то рівняння (4) можна переписати як

$$V_g = \frac{RT}{P}, \quad \frac{dP}{dT} = \frac{R\lambda P}{T^2}$$

і проінтегрувати:

$$P = \text{const} \cdot \exp \frac{-\lambda}{RT}. \quad (5)$$

Таким чином, побудувавши графік залежності $\ln P$ від $\frac{1}{T}$, можна за його нахилом визначити λ .

2 Експериментальне устаткування

Експериментальне устаткування складається з апарату для визначення критичної точки, термостату, форвакуумного насосу, пляшки Вульфа (Рис. 1). Форвакуумний насос використовується виключно для підготовки апарату до роботи, пляшка Вульфа 8 запобігає випадковому потраплянню ртуті до насосу з апарата 1.

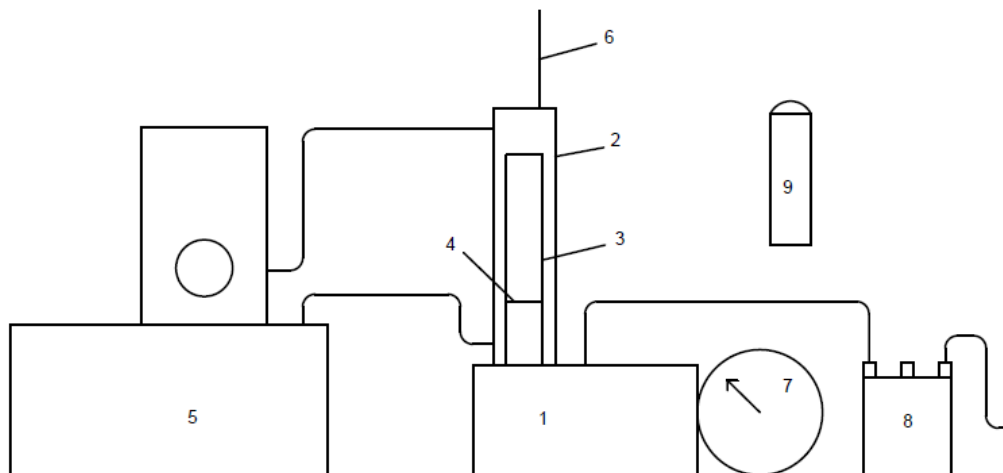
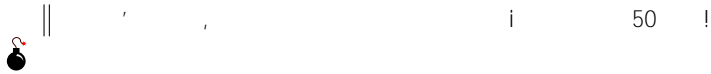


Рис. 1: Схема експериментальної установки

Головною частиною апарату є товстостінна скляна калібрована трубка 3, наповнена газом за тиску 3–5 атм. Газ подається з балончика 9 через газовий вентиль на апараті.



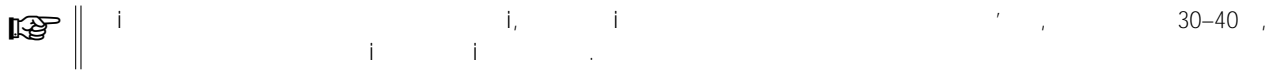
Тиск всередині трубки утворюється завдяки підйому ртутного стовпчика 4 за допомогою труби, що розташована під апаратом. Значення тиску фіксується на манометрі 7.



Значення об'єму отримуємо безпосередньо з каліброваної трубки 3 за меніском ртутного стовпчика 4. Термостатування газу в трубці забезпечується водяною сорочкою 2, температура якої підтримується термостатом 5. Температура в водяній сорочці вимірюється за допомогою термометра 6 з точністю не менше $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

3 Хід експерименту та завдання

1. Обертаючи шрубку за годинниковою стрілкою, встановіть меніск ртутного стовпчика на 4 мл.
2. Проведіть виміри для кімнатної температури. Для цього, поступово підвищуючи тиск, зменшуйте об'єм газу через 0,2 мл. Коли об'єм газу 1,2 мл, зменшуйте об'єм з кроком 0,1 мл.



3. Встановіть термостат на 21°C . Увімкніть його і дочекайтесь встановлення необхідної температури. Повторіть п. 2 з кроком 4°C , підвищуючи температуру до 49°C . Для температур вище 30°C при досягненні об'єму газу 0,8 мл, зменшуйте об'єм з кроком 0,05 мл.
4. Під час вимірів уважно спостерігайте за поведінкою газу в трубці. Ознакою критичної поведінки речовини є зникнення межі розділу рідина-пар за будь-яких значень тиску. Легкі оберти труби ліворуч-праворуч призводять до тимчасової конденсації з негайним випаровуванням рідини.



5. Побудуйте графіки залежності $P = f(V)$ для кожної температури. Знайдіть з них значення критичної точки для SF_6 : T_C , P_C та V_C , відповідно.
6. Припустивши, що SF_6 описується рівнянням Ван-дер-Ваальса, оцініть параметри a і b з рівняння (3).
7. Побудуйте графік залежності $\ln P = f(\frac{1}{T})$. P — плато, де тиск не залежить від об'єму (тиск насиченої пари). Користуючись формулою (5), за нахилом графіка знайдіть приховану теплоту випаровування λ для SF_6 . Оцініть похибки визначення T_C , P_C та V_C , та теплоти випаровування λ .

4 Контрольні запитання

1. Що таке рівняння стану? Віріальні коефіцієнти?
2. Які речовини описуються рівнянням Ван-дер-Ваальса? Дати визначення терміну «межа лабільності».
3. Чим характеризується критична поведінка речовин? Чому у двофазній області необхідно ретельно дотримуватися умов експерименту? Чому не можна вживати слів «критична поведінка газу», а необхідно казати «критична поведінка речовини»?
4. Чим характеризуються фазові переходи першого роду?

Лабораторна робота №9

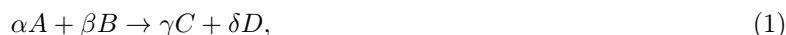
«Визначення ентальпії горіння»

Fac simile!

*Мета роботи: визначити ентальпію горіння різних газів гомологічного ряду C_nH_{2n} .
Визначити ентальпію горіння вуглецю. Встановити залежність ентальпії горіння газів гомологічного ряду від кількості атомів вуглецю в молекулі.*

1 Теоретична довідка

За хімічної реакції або іншої зміни стану речовини змінюється її внутрішня енергія. Так, наприклад, для реакції



(де $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — стехіометричні коефіцієнти для реагентів A, B, C, D) зміна молярної внутрішньої енергії складається із зміни внутрішніх енергій кожної з речовин, що приймають участь у реакції:

$$\Delta U = \gamma U_C + \delta U_D - \beta U_B - \alpha U_A. \quad (2)$$

Згідно з першим законом термодинаміки

$$\Delta U = \Delta Q - \Delta A, \quad (3)$$

де ΔA — робота одного моля, а ΔQ — молярна теплота, що виділяється або поглинається системою під час реакції.

За реакції горіння найбільший інтерес становить ентальпія горіння, яку можна безпосередньо виміряти в експерименті. Так, за визначенням, молярна ентальпія

$$\Delta H = \Delta U + \Delta(PV), \quad (4)$$

де P, V — тиск та об'єм речовини. За постійного тиску тотожність (4) можна переписати як

$$\Delta H = \Delta U + P\Delta V = \Delta Q, \quad (5)$$

а теплоту можна виміряти безпосередньо. Повна кількість теплоти q , яка звільняється, може бути визначена у наступний спосіб. Газ спалюють у спеціальній посудині, яку розташовано всередині водяної сорочки. Завдяки теплоті реакції температура води в сорочці змінюється. Якщо відомі питома теплоємність води c та теплоємність посудини C , за зміною температури ΔT можна визначити q :

$$q = (cm + C)\Delta T. \quad (6)$$

Ентальпія спаленого газу з об'ємом V визначається із (6) як

$$\Delta H = -q \frac{V}{V} = -(cm + C)\Delta T \cdot \frac{V}{V}, \quad (7)$$

де V — молярний об'єм.

У роботі ентальпія горіння визначається за графіком залежності підйому температури від об'єму спаленого газу. Кількість тепла, що вивільняється в процесі горіння, а відповідно і точність вимірювання ентальпії, в значній мірі залежить від умов проведення експерименту. Тому перед проведенням дослідів варто уважно ознайомитись із теоретичними засадами математичної теорії горіння, що наведені в Додатку Г.

2 Екпериментальна установка

Експериментальна установка складається з калориметру, пальника, водяного фільтру, що зафіксовані на розсувному штативі, а також газометра, розташованого поруч. Пальник можна пересувати вздовж тримача. Схема експериментальної установки наведена на Рис. 1. Калориметрична вставка 3 ретельно припасована в водяному кожуху. Для покращеного теплообміну між вставкою та водою всередині кожуха, вставку огорнуто двоходовою спіраллю 2. Температура у калориметрі визначається як середня, зчитана з термометрів 7 та 8.

Пальний газ, що досліджується, повільно витісняється з газометра 13 поршнем 12 під вагою 14, розташованою на поршні. Кількість газу встановлюється за позначками, нанесеними на газометр. Через відкритий вентиль 15 газ поступає до пальника 9. Потік газу регулюється краном 11.

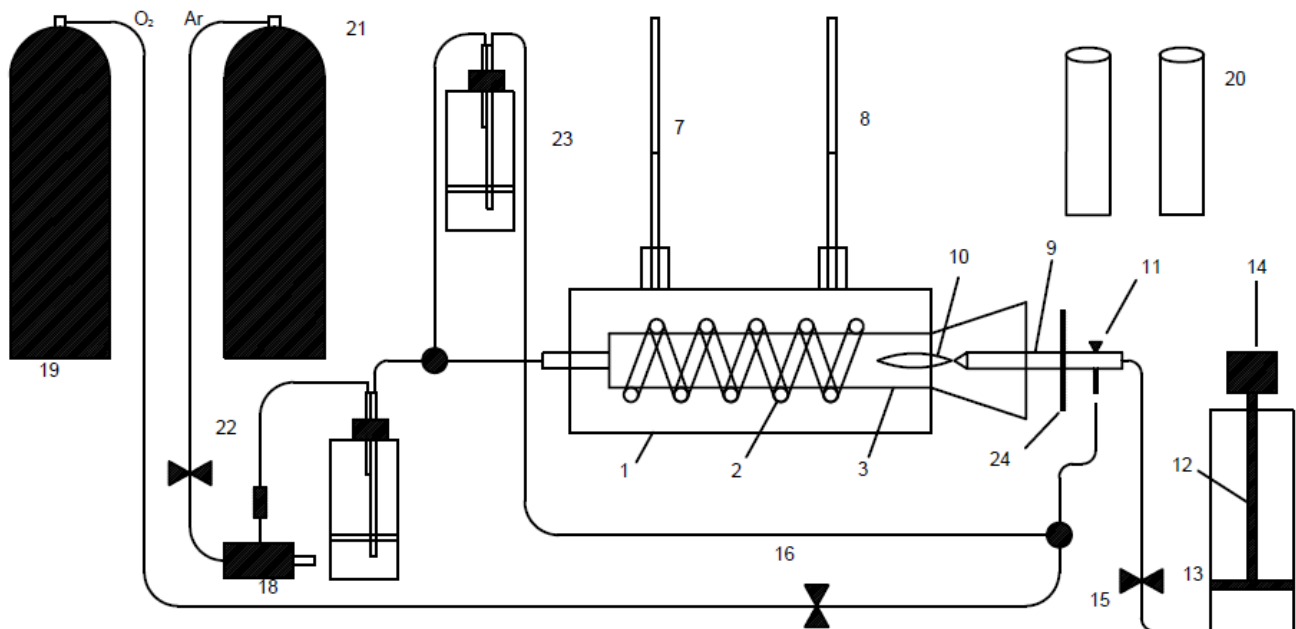


Рис. 1: Схема експериментальної установки

Газ поступово вигорає всередині калориметричної вставки 3 в атмосфері кисню, що подається від балону 19 з редуктором через вентиль 16. Щоб забезпечити рівномірне та повне згорання газу, всередині калориметричної вставки утворюється тяга за допомогою помпи (пульверизаторної головки) 18. Інертний газ (або вода) з балона 21 прокачується через вентиль 22 та помпу 18. Тим самим всередині водяного фільтру 17, і відповідно в калориметричній вставці, встановлюється тиск менший, ніж атмосферний. Це і забезпечує необхідну для горіння тягу.

У роботі досліджуються пальні гази: метан, етан, пропан та суміш (20об. % пропан + 80об.% бутан), що знаходяться в балончиках 20 з редукторами. Для даної установки теплоємність посудини дорівнює $C = 2.467 \pm 0,008$ кДж/град. Деякі особливості проведення експерименту наведені в Додатку Д.

3 Хід експерименту



Підготуйте установку до роботи. Для цього обережно, без зайвого тиску, всуньте пальник всередину калориметра і зафіксуйте його на тримачі. Кран при цьому має бути закритий. Декілька разів обережно пересуньте поршень вгору-вниз всередині газометра, щоб забезпечити його м'яке, без поштовхів, опускання під час дослідів. Відкрийте балон з киснем. Для цього відкрийте вентиль, який знаходиться на балоні з газом. Він відкривається у напрямку, вказаному на ньому стрілкою. Манометр, що знаходиться ближче до вентиля, вказує тиск у балоні. Тепер обережно відкривайте редуктор.



1. Встановіть потік кисню в калориметрі, що відповідає приблизно 3–5 бульбашкам на секунду через водяний фільтр. Закрийте вентиль 16. Відсуньте пальник на максимальну відстань від калориметра і зафіксуйте його на тримачі. Тепер відкрийте балон з інертним газом або пустіть воду. Встановіть потік такий, щоб на вхідному отворі калориметра відчувалась легка тяга. При цьому через водяний фільтр потік повітря буде приблизно втричі більшим, ніж встановлений перед цим потік кисню. Закрийте вентиль 22. Установка готова до роботи.
2. Проведіть попередній дослід горіння газу. Від'єднайте газометр від пальника та відкрийте вентиль 15. Наповніть газометр сумішшю пропана і бутана на 200 мл. Закрийте вентиль 15 і знов приєднайте газометр до пальника. Переконайтесь, що кран 11 на пальнику закрито, і відкрийте вентиль 15. Повністю перекрийте азбестовим теплозахисним екраном вхідний отвір калориметра. Пустіть кисень, відкривши вентиль 16. Злегка відкриваючи кран 11, примусьте поршень 12 під дією ваги 14 опускатися зі швидкістю 5–7 мл/с. Запаліть пальну суміш.



3. Обертаючи кран 11, встановіть полум'я довжиною приблизно 2 см. При цьому треба слідкувати, щоб горіння відбувалось без коптіння. Після вигорання всього газу перекрийте вентиля 16 та 11. Якщо зазначені в пункті 2 операції викликати труднощі, повторіть їх ще раз з викладачем.
4. Проведіть експерименти з метаном. Зафіксуйте початкову температуру калориметру. За методикою п. 2. Наповніть газометр метаном на 200 мл. Зважте балончик газу до і після цього, щоб мати можливість знайти кількість спаленого газу. Перекрийте азбестовим теплозахисним екраном вхідний отвір калориметра. Відкрийте вентиль 22 і просушіть двоходову спіраль від залишків вологи протягом 0.5–1 хв. Пустіть кисень, відкривши вентиль 16. Запаліть пальну суміш. Встановіть полум'я довжиною приблизно 2 см. Приберіть теплозахисний екран і обережно, без зайвого тиску всуньте всередину калориметра і зафіксуйте його на держаку.



5. За акуратної припасовки пальника до калориметра горіння газу буде супроводжуватись характерним дзижчанням.



6. Постійно перемішуючи за допомогою магніту воду в калориметрі, слідкуйте, щоб температури термометрів 7 та 8 різнились менше, ніж на 1°C . Після того, як весь газ буде спалено, одразу ж перемкніть кисень та інертний газ, зафіксуйте показники термометрів.
7. Дочекайтесь, доки температура в калориметрі впаде і стабілізується. Повторіть п. 3 5–6 разів для меншої кількості газу, послідовно зменшуючи її на 30–40 мл.
8. Повторіть пункти 3 та 4 для інших газів.
9. Побудуйте графік залежності ΔT як функцію V , із якого встановить ентальпію горіння для кожного газу.
10. Знайдіть ентальпію горіння для вуглецю. Для цього спочатку нагріванням шматочка вуглецю масою ≈ 1 грам в трубці необхідно видалити воду. Зваживши шматочок до і після горіння, знайдіть процент води в вуглеці. Потім спаліть цей шматочок в легенькому потоці повітря від ручної помпи так, щоб зола не вилетіла з трубки. Обережно зберіть золу на годинникове скельце і зважте її. Знайдіть таким чином процент зольності вуглецю.
11. Візьміть другий шматочок вуглецю, зважте його. Розмістіть його на азбестовій вставці в калориметрі. Наповніть газометр невеликою кількістю суміші пропана і бутана. Пустіть кисень та інертний газ. Перекрийте азбестовим теплозахисним екраном вхідний отвір калориметра. Запаліть пальну суміш. Приберіть теплозахисний екран і обережно, без зайвого тиску всуньте пальник всередину калориметра і зафіксуйте його на тримачі. Одразу ж, як вуглець займеться, закрийте кран 11 на пальнику. Після того, як вуглець буде спалено, перемкніть кисень та інертний газ (воду), зафіксуйте показники термометрів.
12. Повторіть п. 8 3–4 рази для шматочків різної ваги. Знайдіть з отриманих результатів ентальпію горіння вуглецю з урахуванням зольності та вологи.
13. Оцініть ентальпію горіння гологомної групи CH_2 та H_2 .

4 Контрольні запитання

1. Яким чином утворюється тяга в камері згорання?
2. Для чого необхідно зважувати балончик з газом до і після наповнення їм газометра?
3. Для чого необхідно просушувати двоходову спіраль від залишків вологи?
4. Чому ентальпія горіння дорівнює теплоті горіння газу?
5. Внаслідок чого тиск в камері згорання залишається незмінним під час горіння?
6. Якими факторами контролюється горіння в камері?
7. Які фактори впливають на точність вимірів ентальпії горіння?

Додаток А

Табл. 1: Дані про робочу речовину R12

Температура, °С	Тиск, бар	Питомий об'єм, м ³ /кг	Питома ентальпія, кДж/кг	
-5	2.612	65.29	195.38	350.32
-4	2.702	63.22	195.3	350.76
-3	2.795	61.22	197.22	351.21
-2	2.891	59.3	198.15	351.65
-1	2.989	57.45	199.07	352.09
0	3.089	55.68	200	352.54
1	3.192	53.97	200.92	352.97
2	3.297	52.32	201.86	353.41
3	3.405	50.74	202.79	353.85
4	3.516	49.2	203.72	354.28
5	3.629	47.74	204.66	354.72
6	3.746	46.32	205.59	355.15
7	3.865	44.95	206.53	355.58
8	3.986	43.63	207.47	356.01
9	4.111	42.36	208.42	356.44
10	4.238	41.13	209.35	356.86
11	4.369	39.95	210.3	357.28
12	4.502	38.8	211.25	357.71
13	4.639	37.7	212.2	358.13
14	4.778	36.63	213.14	358.54
15	4.921	35.6	214.1	358.96
16	5.067	34.61	215.05	359.37
17	5.216	33.64	216.01	359.79
18	5.368	32.71	216.97	360.2
19	5.524	31.81	217.92	360.6
20	5.682	30.94	218.88	361.01
21	5.845	30.1	219.84	361.41
22	6.011	29.29	220.81	361.81
23	6.180	28.5	22178	36221
24	6.352	27.73	222.75	362.61
25	6.529	26.99	223.72	363
26	6.709	26.28	224.69	363.39
27	6.892	25.58	22567	363.78
28	7.08	24.91	226.65	364.17
29	7.271	24.26	227.64	364.56
30	7.465	23.63	228.62	364.94
31	7.664	23.02	229.61	365.32
32	7.867	22.42	230.59	365.69
33	8.073	21.85	231.59	366.07
34	8.284	21.29	232.59	366.44
35	8.498	20.75	233.58	366.8
36	8.717	20.22	234.59	367.17
37	8.94	19.71	235.59	367.53
38	9.167	19.21	236.6	367.89
39	9.398	18.73	237.61	368.25
40	9.634	18.26	238.62	368.6

Додаток Б: Вплив релаксаційних процесів на встановлення рівноваги в області фазового перетворення

Мокроусов Ю., Черевко О. (питання за вибором, червень 1996).

Під час виконання лабораторної роботи з'ясувалось, що на ділянці ізотерми в двофазній області тиск залежить від об'єму. Таке відхилення від теоретичної залежності може бути обумовлено наявністю домішок іншого газу, або виникати внаслідок технології проведення експерименту. Розглянемо друге припущення. Якщо під час вимірів тиску відбуваються процеси релаксації, то вимірюване значення не відповідає рівноважному і тому не повинно належати ізотермі. Для того, щоб запобігти спотворенню експериментальних даних релаксаційними процесами, необхідно встановити час релаксації і проводити виміри після встановлення термодинамічної рівноваги в системі.

Релаксація термодинамічного стану газу до рівноважного визначається головним чином процесами теплообміну з навколишнім середовищем (посудиною, ртуттю), тому найпростіше визначити час релаксації експериментально. З цією метою були проведені наступні дослідження. За допомогою труби раптово змінювався об'єм газу, а потім вимірювалися значення тиску в залежності від часу. Температура підтримувалась постійною. Виміри проводились в однофазній області подаль від точки фазового перетворення (для підвищення точності). Відповідні значення зміни тиску для 8 різних початкових значень тиску за температури 28,8°C наведено в Табл. 1. З лінійної апроксимації методом найменших квадратів отримуємо значення часу релаксації для різних значень P_0 від 2 до 5 с. Більш докладний аналіз наведених даних вказує на те, що після 5 с від початку експерименту значення тиску майже не змінюються. Повна зміна тиску від нерівноважного до рівноважного значення може становити до 10%!

Висновок. При проведенні вимірів слід дуже повільно обертати шрубку, щоб запобігти великому відхиленню від рівноваги. Після зміни об'єму (тиску) слід чекати не менше 20 с перед тим, як розпочати виміри.

Табл. 1: Залежність зміни тиску (ΔP , бар) від часу (с) за різних початкових значень P_0 при $T = 28,8^\circ\text{C}$

P_0 , бар	t, с						
	0	1	2	3	5	7	9
24,1	0,6	0,5	0,2	0,15	0,1	0,1	0,05
25,5	0,7	0,3	0,2	0,1	0,05	0,05	0,05
25,6	1,5	0,9	0,6	0,3	0,2	0,015	0,015
25,75	1,45	0,75	0,5	0,45	0,3	0,15	0,05
25,9	1,8	0,6	0,3	0,25	0,2	0,2	0,2
26,15	3,35	1,35	0,85	0,6	0,35	0,15	0,05
26,6	3,4	1,4	0,9	0,65	0,5	0,4	0,05
27,4	4,6	2,6	1,6	1,1	0,8	0,6	0,1

Додаток В: Вплив домішки ідеального газу на поведінку гексафториду сірки SF_6 у двофазній області

Ю. Гук, А. Глушко

: i i i i i i i i i i i i i
i SF₆ i i

1 Теоретична частина

У даній роботі досліджується специфічна поведінка гексафториду сірки у двофазній області. Як відомо, тиск насиченої пари не залежить від об'єму і на PV -діаграмі ізотерма реального газу в двофазній області має вигляд горизонтальної прямої. Однак багатьма студентами було виявлено стійку тенденцію до зростання тиску досліджуваної речовини у двофазній області при зменшенні об'єму.

Для пояснення цього ефекту були висунуті дві гіпотези: релаксаційна і домішкова. Перевірка останньої і стала метою нашої роботи.

Для опису ефекту ми обрали таку модель: досліджувана речовина — це суміш двох газів: реального (SF_6) і ідеального, тобто такого, що за даних умов задовольняє рівнянню Менделєєва—Клапейрона (домішка). Домішка вважається нерозчинною у рідкій фазі SF_6 .

Тиск насиченої пари P' над поверхнею рідини, що знаходиться під тиском Π деякого нейтрального газу, визначається формулою (Д.1):

$$P' = P_0 + \frac{V_p \Pi}{V_{\Pi} - V_p}, \quad (\text{Д.1})$$

де P_0 — тиск насиченої пари за відсутності нейтрального газу, V_p і V_{Π} — молярні об'єми рідини і пари, відповідно. Нехтуючи гідростатичним тиском рідини і стовпчика ртуті (вони менші за похибку приладу), маємо:

$$P = P' + \Pi, \quad (\text{Д.2})$$

де P — тиск, що безпосередньо вимірюється манометром.

Для нашої моделі мають місце такі співвідношення:

$$\begin{aligned} \nu_{\Pi} + \nu_p &= \nu_{SF_6}, \\ \nu V &= \nu_p V_{\Pi} = V_r, \\ \nu V + \nu_p V_p &= V, \end{aligned} \quad (\text{Д.3})$$

де ν_{SF_6} — кількість SF_6 у цілому, ν , ν_p , ν — кількість пари, рідини, і домішки, V і V_r — повний об'єм і об'єм газової суміші, відповідно. Враховуючи (Д.1) і (Д.3), рівність (Д.2) можна записати у вигляді:

$$P = P_0 + \frac{\nu RT}{V - \nu V_p}, \quad (\text{Д.4})$$

де V — кількість усієї суміші, ν — об'єм, що займає SF_6 за повної конденсації (у робочому діапазоні температур він майже постійний — його зміни багато менші за похибку приладу).

Побудувавши графік залежності P від $\frac{1}{V - V_K}$, з (Д.4) випливає, що вона буде лінійною, можна за кутовим коефіцієнтом k визначити кількість домішки:

$$\nu = \frac{k}{RT}. \quad (\text{Д.5})$$

2 Метод проведення експерименту

Плануючи експеримент, ми намагалися звести до мінімуму вплив процесів релаксації, внаслідок яких міг би виникнути аналогічний ефект. Нами була запропонована наступна схема експериментального визначення мінімального часу очікування (часу між зміною об'єму і вимірюванням параметрів системи). Було помічено, що тиск за однакових значень об'єму при проходженні ізотерми "вгору" (тобто зі зменшенням об'єму) перевищує тиск, що реєструється при проходженні ізотерми "вниз" (тобто зі збільшенням об'єму). Цей ефект виникає внаслідок вимірювання нерівноважних значень параметрів системи, тобто виміри проводилися в момент, коли релаксаційний процес ще не завершився (саме такі міркування лягли в основу релаксаційної гіпотези. У результаті при проходженні ізотерми "вгору" реєструється тиск речовини, яка має більш високу температуру, ніж за проходження ізотерми "вниз". Збільшення часу очікування веде до зменшення різниці температур і, відповідно, до зменшення різниці тисків. Тому слід визначити час очікування, необхідний для встановлення тисків (при кожному значенні об'єму), різниця яких буде менша, ніж похибка манометра.

Пройшовши після цього деяку ізотерму в обох напрямках з необхідним часом очікування, ми для кожного значення об'єму отримуємо два значення тиску і зможемо стверджувати, що істинне значення тиску лежить між ними (з похибкою, що не перевищує похибку приладу).

Додатково була зроблена теоретична оцінка часу очікування, виходячи з явища теплопровідності (Д.1), отримано результат: 2–3 хвилини.

Для визначення загальної кількості досліджуваної суміші скористаємося тим, що далеко від двофазної області поведінка газоподібної SF_6 досить добре описується рівнянням Клапейрона—Менделєєва:

$$P_{SF_6}V = \nu_{SF_6}RT.$$

За законом Дальтона маємо:

$$PV = (P_{SF_6}V + \Pi)RT = (\nu_{SF_6} + \nu)RT = \nu RT,$$

звідки

$$\nu = \frac{PV}{RT}. \quad (\text{Д.6})$$

3 Експериментальні подробиці

Обладнання, що використовується в експерименті, складається з апарата для визначення критичної точки і термостата. Головною частиною апарата є товстостінна відкалібрована скляна трубка наповнена газоподібним гексафторидом сірки під тиском 5–8 атмосфер. Тиск всередині трубки регулюється підйомом ртутного стовпчика за допомогою шруби. Поточне значення тиску реєструється манометром (шкала 0–50 бар, похибка 0,25 бар). Поточне значення об'єму зчитується безпосередньо з відкаліброваної трубки за меніском ртутного стовпчика (шкала 0,2–4,0 мл, похибка 0,02 мл). Термостатування газу в трубці забезпечується водяною сорочкою, постійна температура якої підтримується термостатом. Температура у водяній сорчці вимірюється за допомогою термометра (шкала 10–50°C, похибка 0,1°C).

4 Обробка результатів вимірювання

1. Для визначення кількості усієї суміші була проведена серія вимірів за максимального об'єму (4 мл) і різних температур. За цими даними, згідно з формулою (Д.6), було знайдено ν для кожного випадку і усереднено (Табл. 1). Кінцевий результат:

$$\nu = 0,00144 \pm 0,00003 \text{ моль.}$$

2. У всьому діапазоні температур були проведені виміри повністю сконденсованого SF_6 . Встановлено, що вимірена величина практично не залежить від температури. Кінцевий результат:

$$V = 0,175 \pm 0,025 \text{ мл.}$$

3. Були проведені виміри на чотирьох ізотермах з часом очікування 5, 4, 3 і 2 хв. Виявилось, що трьох хвилин достатньо (що узгоджується з теоретичною оцінкою). Наступні виміри велися саме з цим часовим інтервалом. Отримані ізотерми зображені на Рис. 1.

4. Для кожної ізотерми була побудована залежність P від $\frac{1}{V_{volume}}$, де $Volume = V - V$. З Рис. 2 бачимо, що ця залежність, взагалі кажучи, нелінійна. Кут нахилу дотичної до отриманої кривої стає меншим зі збільшенням $\frac{1}{V_{volume}}$, тобто зі зменшенням V . Кількість домішки пропорційна кутовому коефіцієнту, тобто зменшується із зменшенням V домішка розчиняється у рідкій фазі SF_6 !

При апроксимації ми не враховували точки, що відповідають, по-перше, станам з великою часткою розчиненої домішки (малі об'єми), по-друге, станам, коли була присутня лише газоподібна фаза SF_6 — ненасичена пара, тиск якої не описується рівнянням (Д.4).

За кожним кутовим коефіцієнтом апроксимуючої прямої k , згідно з формулою (Д.5), були знайдено значення ν і усереднені (Табл. 1).

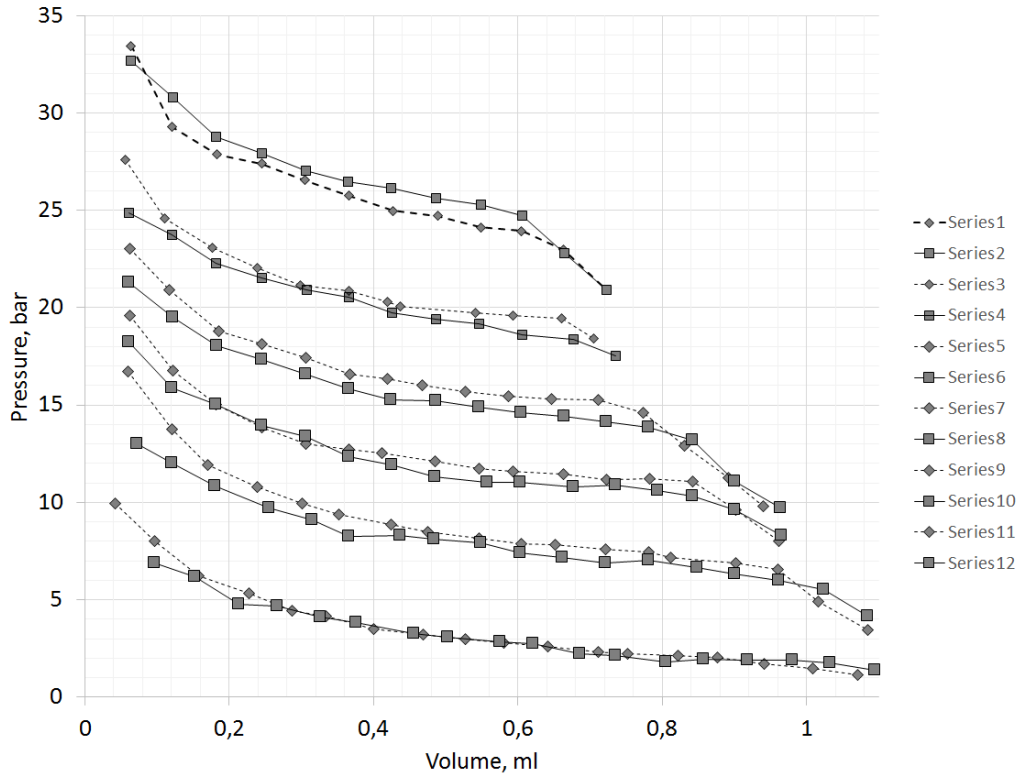


Рис. 1: Отримані ізотерми

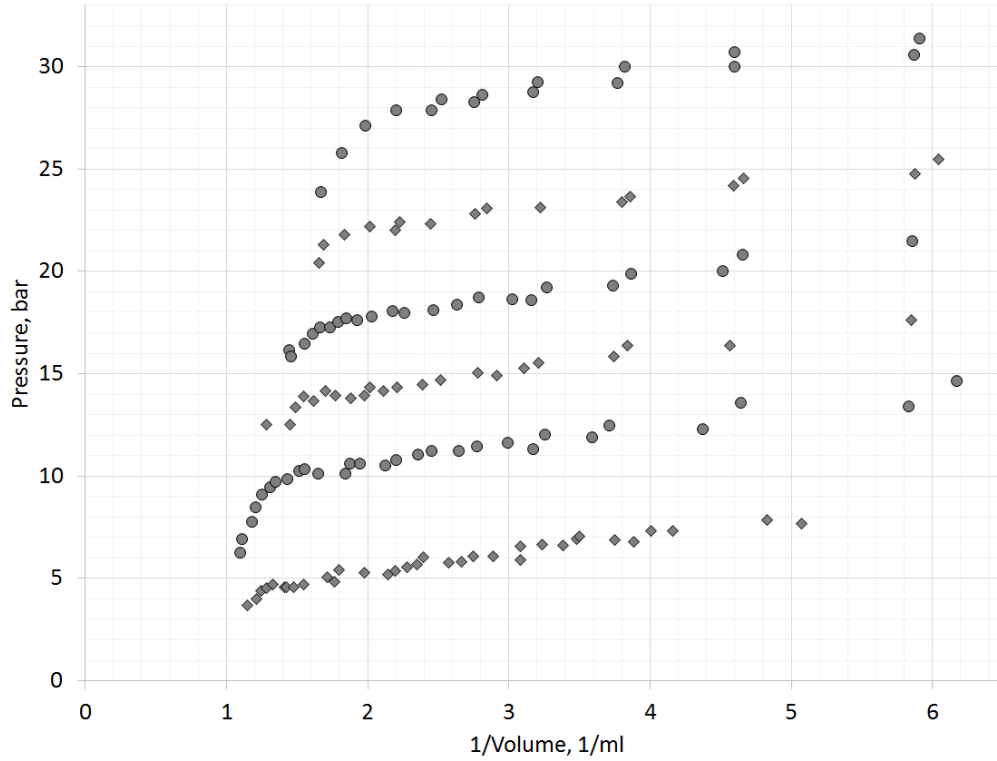


Рис. 2: Залежність P від $1/Volume$ для кожної з ізотерм

Табл. 1: Отримані дані

$T, ^\circ\text{C}$	k	ν , моль	$\sigma\nu$, моль	$\varepsilon\nu$, %
25,2	0,33	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$	3,6
27,7	0,38	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$8,4 \cdot 10^{-7}$	5,6
30	0,36	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-7}$	4,4
32	0,35	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	7,9
34,8	0,33	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$9,6 \cdot 10^{-7}$	7,4
37,1	0,37	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	10,5
Усереднені значення		$1,4 \cdot 10^{-5}$	$9,7 \cdot 10^{-6}$	7,0

Кінцевий результат:

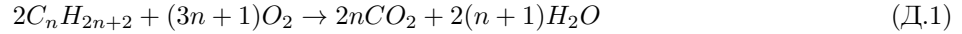
$$\nu = (1,4 \pm 0,097) \cdot 10^5, \quad \frac{\nu}{\nu} = 0,97\%.$$

5 Висновки

У ході виконання цієї експериментальної роботи було встановлено, що домішкова гіпотеза повністю пояснює незвичайну поведінку SF_6 у двофазній області. Оцінка кількості домішки дала досить реальний результат. Однак також були виявлені деякі недоліки обраної нами моделі. Зокрема, припущена нами нерозчинність домішки в рідкій фазі SF_6 . У зв'язку з тим, що розчинення дійсно мало місце, наша оцінка дала дещо занижений результат, проте можна стверджувати, що істинне значення кількості домішки — величина того ж порядку, що й отримана нами.

Додаток Г: Теорія горіння

Хімічна реакція горіння



характеризується швидкістю протікання, що для компонента a знаходиться з рівняння (2):

$$F_a = -\frac{da}{dt} = kab, \quad (\text{Д.2})$$

де a , b — концентрації пального та кисню, відповідно, k знаходиться з закону Арреніуса:

$$k = k_0 \exp -E/RT, \quad (\text{Д.3})$$

де E — енергія активації хімічної реакції, k_0 — передекспоненціальний множник, який характеризує загальну кількість реакційноспроможних молекул і для бімолекулярних реакцій залежить від температури як \sqrt{T} . З рівняння (3д) впливає той факт, що в реакцію може вступити тільки незначна кількість молекул, яка відповідає високоенергетичному хвосту розподілу Максвелла—Больцмана. Очевидно, що швидкість реакції істотно залежить від температури. Сильна залежність швидкості реакції від температури має фундаментальне значення і кінець кінцем обумовлює особливості протікання реакції горіння.

За умовами, при яких протікає реакція горіння, розрізняють два окремих випадки: горіння перемішаних та дифузійне горіння неперемішаних сумішей. Різкі умови реакції обумовлюють особливості процесів, проте в обох випадках горіння контролюється двома протилежно спрямованими потоками: реагентів та температури (тепла). У роботі реалізується дифузійне горіння неперемішаних сумішей.

Розглянемо за Зельдовичем хімічну реакцію між газом, що рухається зі швидкістю u , з ваговою концентрацією a (пальним), та киснем з ваговою концентрацією b , а також продукти реакції з ваговими концентраціями g і h , відповідно. Потік кожного з компонентів (наприклад a) дається рівнянням

$$q_a = \rho a u - \rho D \text{grad } a, \quad (\text{Д.4})$$

де ρ — густина, u — швидкість, D — коефіцієнт дифузії газу. Перший член в рівнянні відповідає за конвективний (механічний) перенос компонента a , другий — дифузійний. Тоді рівняння дифузії можна записати як

$$\text{div } q_a = -\frac{\partial(\rho a)}{\partial t} + F_a, \quad (\text{Д.5})$$

де перший член в правій частині відповідає зміні кількості речовини a в одиниці об'єму, другий — кількості речовини a , що утворюється (зникає) в одиниці об'єму за рахунок хімічної реакції. Введемо скорочене позначення диференційного оператора

$$L(a) = \text{div}(\rho a u) - \text{div}(\rho D \text{grad } a). \quad (\text{Д.6})$$

Враховуючи, що в стаціонарному потоці

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho a)}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\text{div}(\rho u) = 0, \\ L(a) &= \rho u \text{grad } a - \text{div}(\rho D \text{grad } a), \end{aligned} \quad (\text{Д.7})$$

маємо

$$L(a) = F_a. \quad (\text{Д.8})$$

Рівняння теплопровідності має аналогічний вид. Потік тепла дорівнює:

$$q = \rho T C_p u - \lambda \text{grad } T = \rho T C_p u - \chi \rho C_p \text{grad } T, \quad (\text{Д.9})$$

де λ — теплопровідність, χ — температуропровідність, C_p — питома теплоємність маси газу. Звідси отримуємо

$$\operatorname{div} q = C_p L(T) = -\frac{\partial(\rho a)}{\partial t} + Q, \quad (\text{Д.10})$$

де Q — об'ємна швидкість виділення тепла при хімічній реакції. За стаціонарного процесу:

$$L(a) = \frac{Q}{C_p}. \quad (\text{Д.11})$$

У газо-кінетичному наближенні для коефіцієнтів дифузії та температуропроводності виконується таке $D_a = D_b = D_g = D_h = D = \chi = \frac{\langle vl \rangle}{3}$. Отже, тотожно збігаються між собою ліві частини в формулах на кшталт (8д) для кожного з компонент термохімічного рівняння (1д), чи (11д) для температури. Оскільки кількість вихідних речовин, продуктів реакції та теплота знаходяться в певних співвідношеннях, ввівши об'ємну швидкість реакції F , можна записати:

$$F_a = -\frac{F}{\alpha}; \quad F_b = -\frac{F}{\beta}; \quad F_g = -\frac{F}{\gamma}; \quad F_h = -\frac{F}{\eta}; \quad \frac{Q}{C_p} = \frac{F}{\tau} \quad (\text{Д.12})$$

Так, для горіння метану $a = CH_4$, $b = O_2$, $g = CO_2$, $h = H_2O$, $C_p = 0.5$ кал/моль. З (12) витікає, що $\alpha = 5$; $\beta = 1.25$; $\gamma = 1.82$; $\eta = 2.22$; $\tau = 1/4800^\circ$.

Користуючись введеними коефіцієнтами, систему рівнянь (6д) та (11д) можна звести до однакового вигляду з тотожними L та F .

$$L(\alpha a) = -F; \quad L(\beta b) = -F; \quad L(\gamma g) = F; \quad L(\eta h) = F; \quad L(\tau T) = F; \quad (\text{Д.13})$$

з граничними умовами відповідно:

1. $a = a_0$, $b = g = h = 0$; $T = T_0$, де a_0 — концентрація пального на виході з горілки.
2. $b = b_0$, $a = g = h = 0$; $T = T_0$, де b_0 — концентрація кисню на виході з зовнішньої трубки.

Пряме інтегрування рівнянь (13д) можливо лише в деяких випадках оскільки F є функцією a , b , T (рівняння 2, 3). Проте встановити залежність концентрацій речовин одна від одної та температури рівняння (13д) дозволяє. Віднявши друге рівняння від першого в (13д), отримуємо нову систему рівнянь:

$$L(\alpha a - \beta b) = L(p) = 0; \quad p = \alpha a - \beta b \quad (\text{Д.14})$$

з граничними умовами відповідно:

1. $p = \alpha a_0$;
2. $p = \beta b$.

Для реакції горіння швидкість реакції F значна, якщо одночасно $a \neq 0$, $b \neq 0$ умов, коли кількість реагуючої речовини обмежено кількістю подаваного пального, збільшення швидкості реакції при конкретних a, b, T означає зменшення зони реакції і зменшення значень a і b . У крайньому випадку нескінченно швидкої реакції зона реакції становить геометричну поверхню на якій $a = b = 0$ і відповідає рівнянню поверхні $p = 0$. З (14д) та (4д) витікає, що на поверхні полум'я потоки реагуючих речовин знаходяться в стехіометричних відношеннях, згідно з формулою реакції (1д). Отже, полум'я завжди встановлюється так, що в зоні реакції компоненти відповідають рівнянню (1д). Комбінуючи відповідним чином рівняння (13д), щоб, виключивши швидкість реакції, виразити температуру та концентрації продуктів реакції від концентрації реагентів можна знайти нову заміну. Такою зручною заміною буде:

$$r = \frac{a}{\alpha_0} + \frac{b}{b_0} + \tau T \left(\frac{1}{\alpha \alpha_0} + \frac{1}{\beta b_0} \right). \quad (\text{Д.15})$$

Легко переконатися прямою підстановкою, що зміна r задовольняє рівнянню дифузії та конвективного переносу $L(r) = 0$ в усій області змішування з початковими умовами

1. $r = 1$;
2. $r = 1$.

Оскільки деяка речовина має однакову концентрацію $r = 1$ в обох потоках (пального і кисню), то таку ж концентрацію вона має в усій області змішування. Математично це означає, що $r = 1$ є розв'язком рівняння (16д). Отже, для T отримуємо

$$T = \frac{\alpha\beta a_0 b_0}{\tau(\beta b_0 + \alpha a_0)} \cdot \left(r - \frac{a}{a_0} - \frac{b}{b_0}\right). \quad (\text{Д.16})$$

Аналогічно, замінивши τ на γ або η , можна отримати рівняння для продуктів реакції.

За наявності теплового потоку від зони реакції, до неї спрямовано дифузійний потік реагентів, збагачений хімічною енергією. Отже, температура та концентрація реагентів зворотно пропорційні один одному, що забезпечує сталість тиску в зоні реакції горіння.

Реально температура в зоні реакції завжди нижче, ніж витікає з (16д). Обумовлено це насамперед втратами на теплове випромінювання, яке тим більше, чим більша температура полум'я. Крім того, швидкість реакції завжди кінцева, а отже, зона реакції має деяку ширину. Вона тим більше, чим більше потоки реагуючих компонент. Дійсно, інтегруючи горіння, збільшуючи натікання реагуючих речовин до зони горіння, ми одночасно збільшуємо охолодження зони горіння. Швидкість реакції значно зменшується, а отже, зменшується кількість прореагуваної речовини. При деяких значеннях цих потоків охолодження настільки значне, що процес горіння стає неможливим. Все це схематично показано на Рис. 1.

За малої інтенсивності горіння паливо згорає повністю в безкінечно тонкій зоні реакції. У такому випадку зрив горіння можливий за рахунок інтенсивного теплового випромінювання.

Значну роль випромінювання відіграє, коли потік пального значно перебільшує потік кисню. Внаслідок неповного згорання палива в продуктах реакції велику частину складають уламки вуглеводних молекул (сажа), які мають велику теплову світимість. Полум'я при цьому має насичений червоний колір. При дуже значних відхиленнях від стехіометричного відношення в потоках, можливе значне охолодження зони реакції за рахунок ендотермічних реакцій дисоціацій, тобто повне припинення горіння.

На останок, варто зауважити, що ентальпія горіння є функцією температури T_0

$$H = \mu + \int_{T_0}^T C_p dT + H_0, \quad (\text{Д.17})$$

де C_p — теплоємність продуктів горіння за постійного тиску, μ — питома теплота випаровування води. Останній доданок в цьому рівнянні слід враховувати тільки за температур вищих за 100°C .

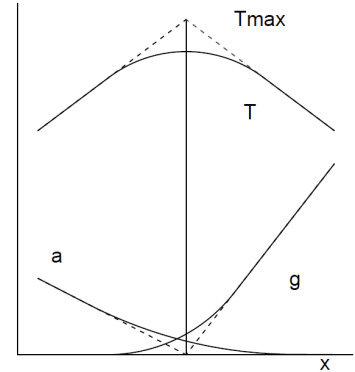


Рис. 1: Схематичне зображення залежності температури та зони горіння

Додаток Д: Оптимальний режим роботи калориметра для визначення ентальпії горіння вуглеводневих палив в кисневому середовищі

Талант Д. В., Урубков І. П. (питання за вибором, весняна сесія 1996 року)

1 Введення в цілі роботи

Особливості досліджуваної установки:

- відсутність контролю за витратами палива;
- протікання кисню з оточуючого середовища у камеру згорання, а також витікання назовні горючих газів і кисню (за їх надмірного використання), зумовлене недостатньо щільним приляганням пальника до входу камери згорання.

Перша проблема була вирішена за допомогою установки витратометра 23, що складався з колби, заповненої на декілька сантиметрів водою, через резиновий корок якої проходили дві скляні трубки. Довга трубка була занурена у воду на 1–1.5 см і приєднувалась гумовою трубкою паралельно до виходу з калориметра. Коротку було приєднано паралельно до входу калориметра. За відсутності потоку газу через калориметр рівень води у довгій трубці дорівнював рівню води в колбі. За наявності потоку газу через калориметр між входом і виходом калориметра утворювалась різниця тисків, зумовлена гідродинамічною в'язкістю тонкої спіральної скляної трубки ($d = 0.3$ см, $l = 140$ см). Отриману різницю тисків фіксували зміною рівня води в вимірювальній трубці витратометра. Опір спіралі виражається за допомогою формули Пуазеля:

$$\Delta P = \frac{8Q\eta lr^{-4}}{\pi}, \quad (\text{Д.1})$$

де η — в'язкість, l — довжина трубки, Q — витрата протікаючого через трубку газу, r — радіус. Застосування даної формули пояснюється тим, що число Рейнольдса < 1000 . Таким чином, відкалібрувавши установку за рівнем води у трубці витратометра, можна контролювати витрати кисню, пального (Рис. 1).

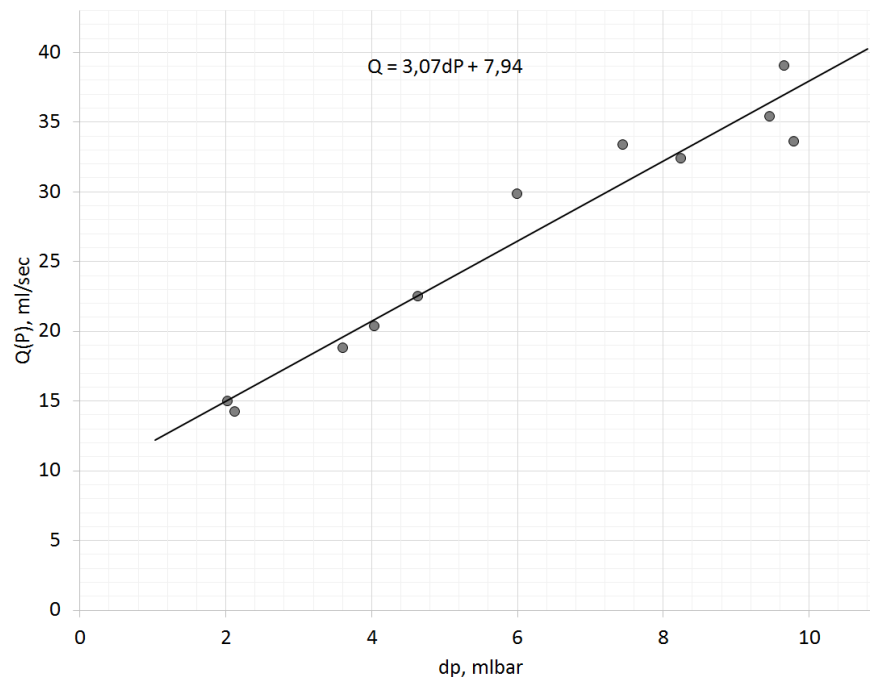


Рис. 1: Залежність витрат пального від різниці тисків у трубці

Другу проблему було вирішено за допомогою гумової прокладки, що щільно прилягала до входу камери згоряння.

2 Результати

З формули (6) видно, що неточність визначення ентальпії горіння зумовлена тепловтратами і витіканням горючого газу. Ці втрати можна розділити на два типи: зумовлені безпосередньо процесом горіння та інструментальні.

Інструментальні втрати:

- неадіабатичність калориметра: втрати на зовнішню тепловіддачу. У результаті експерименту з вільного охолодження калориметра було встановлено, що характерний час охолодження складає 5000 с. Це значно більше за характерний час проведення експерименту (120 с);
- втрати горючого газу через протікання у газометрі нехтовно малі, оскільки за добу об'єм газу у газометрі змінився менше, ніж на 1 мл.

Окрім вищезгаданих, у процесі горіння відбувається втрата тепла, зумовлена наступними факторами:

- Викид теплих продуктів з калориметра (Рис. 2).

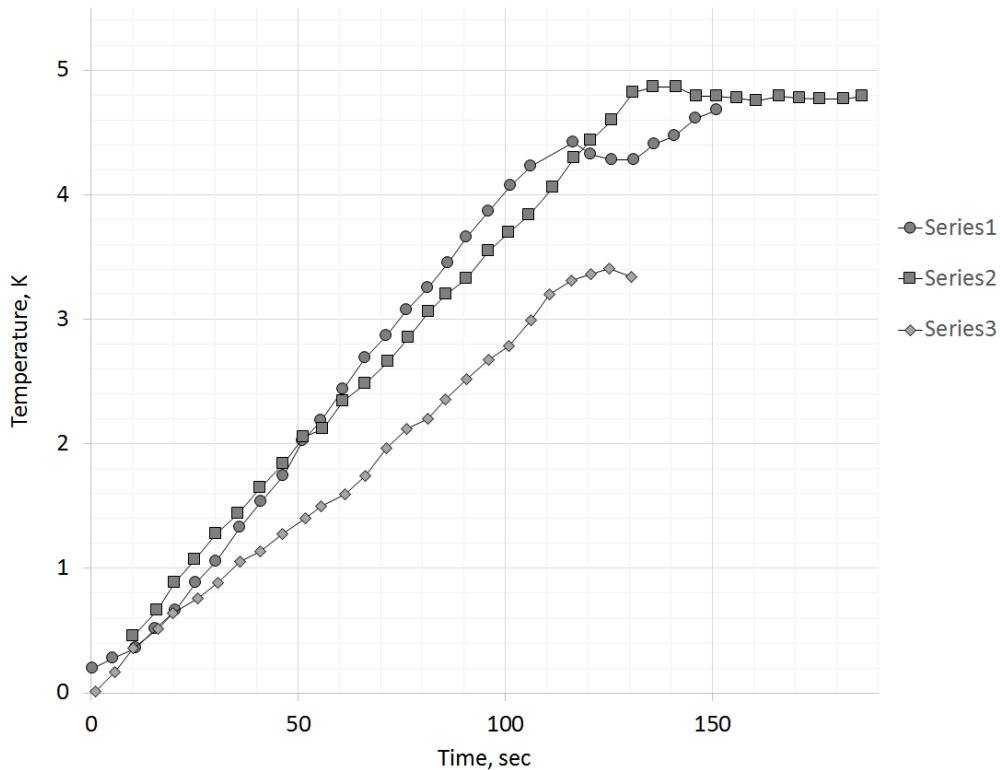


Рис. 2: Викид теплих продуктів з калориметра

Інтегрування залежності температури на виході з калориметра за часом дало верхню оцінку можливих втрат, які склали 0.05% випромінювання

$$\delta H = \int_0^t C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dt. \quad (\text{Д.2})$$

- Для факела максимальної довжини 6 см, діаметра 0.5 см та температури полум'я 900 К (яскраво-червоного кольору) з формули Стефана–Больцмана отримали верхню оцінку потужності випромінювання — 20 Вт.
- Втрати на викид несконденсованої водяної пари та її конденсації за межами калориметра були оцінені у спеціально проведеному експерименті і склали близько 5%–7%

$$\frac{\delta H}{H} = \frac{\mu t}{h\nu}, \quad (\text{Д.3})$$

де t — маса пари, що сконденсувалася за межами калориметра, μ — питома теплота пароутворення, h — молярна теплота згоряння палива, ν — кількість спаленої речовини.

Оптимальний режим спалення залежить від співвідношення витрат кисню і пального (Рис. 3).

Для оптимального режиму пального проведені дослід з вимірювання ентальпії горіння дали наступні результати (Табл. 1): Були також проведені спостереження залежності форми полум'я від співвідношення

Табл. 1: Результати експерименту з вимірювання ентальпії

	80% бутан 20% пропан	Етан
Ентальпія	2612 кДж/моль	1429 кДж/моль
Стандартне відхилення	100 кДж/моль	148 кДж/моль

витрат реагентів. За нестачі пального полум'я мало циліндричну форму, що звужувалась до вершини, а за надлишку — факела, що розширювався під кінець.

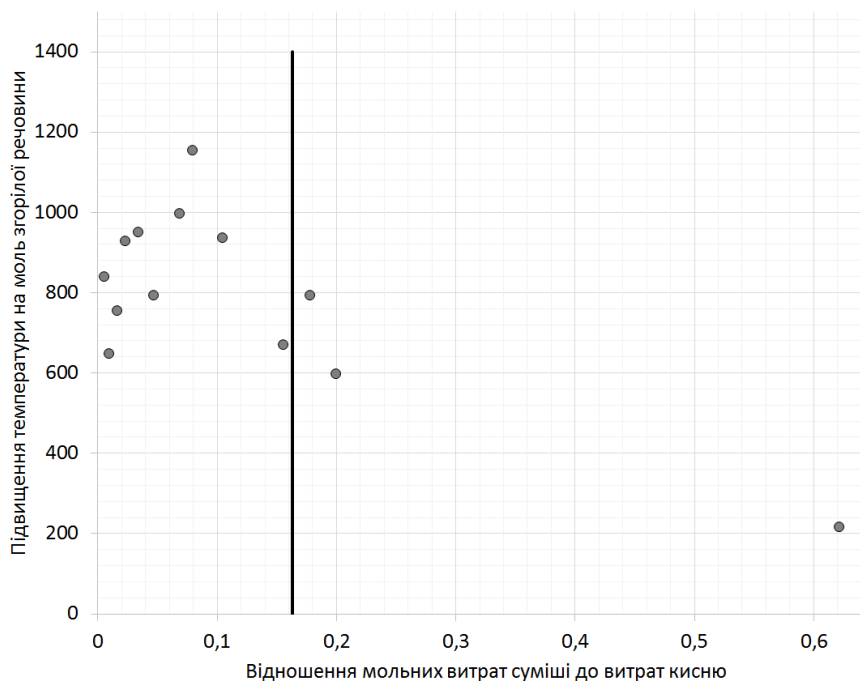


Рис. 3: Залежність режиму спалення від співвідношення витрат кисню і пального

У результаті проведених експериментів з визначення швидкості розповсюдження полум'я у горючому середовищі з'ясували, що ця швидкість складає 4–8 см/с.

3 Дискусія

Як видно з графіка залежності теплоти, отриманої калориметром, від співвідношення витрати пальної суміші до витрати кисню, отримали максимум, що відповідає оптимальному співвідношенню 0.154 (стехіометричне співвідношення 0.076). Збільшенню співвідношення відповідає крутий спад отриманої теплоти, що відповідає нестачі кисню і, відповідно, неповному спаленню пального (ясераво-червоне полум'я). Газ, що не було спалено, забирає свою хімічну енергію і таким чином кількість тепла, переданого калориметру, знижується. Стрімко збільшується також втрати на випромінення. За підвищених витрат кисню ці втрати зменшуються за рахунок відсутності продуктів неповного згоряння, зменшення довжини факела, що також призводить до зменшення втрат на випромінювання.

За малих співвідношень витрат збільшується кількість несконденсованої водяної пари, що викидаються з калориметра, а це зменшує кількість тепла, що передається калориметру. За оцінками, отриманими у даній роботі, тепло, що відбирає водяна пара, може суттєво занижувати значення ентальпії горіння.

Зсув максимуму ефективності спалення, відносно стехіометричного, пояснюється більш повним дифузним змішуванням реагентів за дворазового перевищення витрат кисню над стехіометричним.

Витрати на зовнішню теплопровідність і ея викид тепла потоком газів з калориметра нехтовно малі.

4 Висновки

У результаті проведених експериментів можна рекомендувати наступний режим роботи:

1. Співвідношення кисню до витрат горючого газу має бути більшим не менше, ніж у двічі від стехіометричного.
2. Витрати горючого газу мають бути мінімальними (1 мл/с).
3. Повний час дослідів не повинен перевищувати 2 хв.