

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет кораблебудування
імені адмірала Макарова

**Б. В. ДИМО, П. А. ПАЦУРКОВСЬКИЙ,
О. А. ЄПІФАНОВ, О. К. ЧЕРЕДНІЧЕНКО**

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
з дисципліни
«ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА
ТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧА»**

Навчальний посібник

Рекомендовано Методичною радою НУК



2026

УДК 62:536.24(075)
К65

Автори:

Б. В. Димо, канд. техн. наук, професор;
П. А. Папурковський, канд. техн. наук, доцент;
О. А. Єпіфанов, канд. техн. наук, доцент;
О. К. Чередніченко, д-р техн. наук, професор

Рецензент Л. І. Лейбович, канд. техн. наук, доцент кафедри технічної теплофізики та суднових паровиробних установок НУК

*Рекомендовано Методичною радою НУК ім. адмірала Макарова
як навчальний посібник*

Конспект лекцій з дисципліни «Технічна термодинаміка та теплопередача»: навчальний посібник / Б. В. Димо, П. А. Папурковський, О. А. Єпіфанов, О. К. Чередніченко. – Миколаїв : НУК, 2026. – 197 с.

Вміщено основні положення, визначення і закони термодинаміки та їх застосування до аналізу кругових процесів і циклів теплових двигунів та холодильних установок. Розглянуто задачі теплопровідності, конвективного теплообміну й теплового випромінювання, а також основи розрахунку теплообмінних апаратів.

Призначено для здобувачів вищої освіти першого (бакалаврського) рівня денної і заочної форм навчання за спеціальністю J5 «Морський та внутрішній водний транспорт» спеціалізації J5.02 «Управління судновими технічними системами і комплексами». Може бути використано здобувачами вищої освіти з інших спеціальностей.

УДК 62:536.24(075)

© Б. В. Димо, П. А. Папурковський,
О. А. Єпіфанов, О. К. Чередніченко, 2026
© Національний університет кораблебудування
імені адмірала Макарова, 2026

ЗМІСТ

Вступ.....	5
Змістовий модуль 1. Технічна термодинаміка.....	7
<i>Тема 1. Основні поняття і визначення.</i>	
Рівняння стану ідеальних газів. Суміші газів.	
Обчислення кількості теплоти.....	7
<i>Тема 2. Перший закон термодинаміки.</i>	
Теплоємність. Формула Майера.....	16
<i>Тема 3. Аналіз термодинамічних процесів</i>	
з ідеальним газом. Ізохорний процес. Ізобарний процес.	
Ізотермічний процес. Адіабатний процес.	
Політропні процеси.....	24
<i>Тема 4. Другий закон термодинаміки.</i>	
Цикл Карно. Ексергія та анергія.....	38
<i>Тема 5. Властивості реальних газів.</i>	
Рівняння Ван-дер-Ваальса. Фазові переходи.	
Водяна пара. Вологе повітря.....	53
<i>Тема 6. Витікання газів та пари. Дроселювання.....</i>	74
<i>Тема 7. Робочі процеси в компресорах.....</i>	88
<i>Тема 8. Прямі цикли теплових машин.....</i>	95
<i>Тема 9. Зворотні цикли теплових машин.....</i>	121
Змістовий модуль 2. Теплопередача.....	129
<i>Тема 10. Основні поняття та визначення</i>	
теорії теплопередачі. Способи та основні закони	
перенесення теплоти.....	129

<i>Тема 11. Теплопровідність.....</i>	<i>137</i>
<i>Тема 12. Конвективний теплообмін.....</i>	<i>152</i>
<i>Тема 13. Теплообмін під час кипіння і конденсації.....</i>	<i>167</i>
<i>Тема 14. Теплове випромінювання.....</i>	<i>177</i>
<i>Тема 15. Теплообмінні апарати.....</i>	<i>186</i>
Список літератури.....	196

ВСТУП

Знання технічної термодинаміки та основ теплопередачі є фундаментальними в процесі експлуатації енергетичних установок.

Метою вивчення навчальної дисципліни «Технічна термодинаміка та теплопередача» є формування знань про закономірності взаємного перетворення теплової та механічної енергії, а також найвигідніших шляхів цього перетворення; про закономірності процесів поширення теплоти та її передачі від одних тіл до інших. Вивчення дисципліни «Технічна термодинаміка та теплопередача» передбачає формування у студентів відповідно до освітньо-професійної програми таких компетентностей:

СК2. Здатність здійснювати експлуатацію, спостереження, оцінку роботи та обслуговування безпеки рухової установки без обмеження її потужності та допоміжних механізмів і пов'язаних з ними систем управління та управляти роботою механізмів рухової установки.

СК13. Критичне осмислення основних теорій, принципів, методів і понять сучасної морської інженерії.

Завданням дисципліни «Технічна термодинаміка та теплопередача» є засвоєння студентами необхідних теоретичних знань і набуття навичок їх практичного застосування в галузі аналізу термодинамічних процесів ідеальних та реальних газів, термодинамічних властивостей водяної пари й вологого повітря, витікання та нагнітання газів і пари, аналізу термодинамічної ефективності теоретичних циклів двигунів внутрішнього згоряння, паротурбінних, газотурбінних

і холодильних установок, теорії теплообміну й розрахунку теплообмінних апаратів.

У результаті вивчення навчальної дисципліни «Технічна термодинаміка та теплопередача» студент повинен:

знати завдання і перспективи розвитку суднової теплоенергетики; основні закономірності взаємного перетворення теплоти й роботи; термодинамічні шляхи реалізації та принцип дії теплових двигунів, холодильних установок і теплообмінних апаратів; зміст показників ефективності роботи теплоенергетичного устаткування; методи термодинамічного аналізу циклів СЕУ та шляхи підвищення їх ефективності; основні закони теорії теплообміну та основи теплового розрахунку теплообмінних апаратів; методи й засоби проведення найпростіших теплотехнічних експериментів;

уміти визначати основні теплофізичні й термодинамічні характеристики робочих тіл і теплоносіїв; розраховувати процеси зміни стану ідеальних і реальних газів; виконувати термодинамічний аналіз циклів СЕУ, виявляти їх переваги та недоліки; знаходити основні фактори, що впливають на показники роботи СЕУ, і намічати шляхи підвищення їх ефективності; розраховувати та визначати експериментально значення коефіцієнтів теплообміну.

Очікувані результати вивчення навчальної дисципліни «Технічна термодинаміка та теплопередача» передбачає формування та розвиток у студентів таких результатів навчання:

РН1. Знання та розуміння основних теорій, принципів, методів та понять, що лежать в основі термогідродинамічних процесів, механічної та електромеханічної інженерії.

РН14. Уміння виконувати пуск та зупинку головної рухової установки та допоміжних механізмів та пов'язаних з ними систем.

Змістовий модуль 1

Технічна термодинаміка

Тема 1. Основні поняття і визначення. Рівняння стану ідеальних газів. Суміші газів. Обчислення кількості теплоти

Технічна термодинаміка – наука, що вивчає закономірності взаємного перетворення теплової та механічної енергії в теплових двигунах і холодильних установках, а також досліджує найвигідніші шляхи цього перетворення. Перетворення енергії в термодинаміці розглядається на базі загальних законів, що визначають поведінку макроскопічних систем. До того ж зв'язок між макроскопічними параметрами встановлюється двома основними законами, які сформульовані на підставі величезного числа дослідних даних. Перший закон термодинаміки встановлює кількісні співвідношення під час переходу одного виду енергії в інший і є частковим випадком загального закону збереження і перетворення енергії. Другий закон термодинаміки встановлює напрямок природних теплових процесів та умови перетворення теплоти в роботу.

Тепловий двигун – машина, що перетворює теплоту в роботу. У загальному обсязі виробництва електричної енергії на долю теплових електростанцій випадає 80 %. Теплові двигуни використовують природні енергетичні ресурси – хімічне або ядерне паливо. Теплові двигуни поділяють на поршневі, роторні та реактивні. Можливі комбінації цих двигунів, наприклад, турбореактивний двигун. За способом підведення теплоти для нагрівання робочого тіла теплові двигуни поділяють на двигуни внутрішнього і зовнішнього згоряння (наприклад, двигун Стирлінга).

Робоче тіло – речовина, якою заповнюється робочий об'єм теплового двигуна, і виконує кругові процеси (пара, повітря, продукти згоряння палива).

Термодинамічна система – сукупність матеріальних тіл, що перебувають у механічній і тепловій взаємодії між собою та з навколишнім середовищем.

Система, що не обмінюється з навколишнім середовищем речовиною, називається *закритою*. Система, що не обмінюється з навколишнім середовищем теплотою, називається *адіабатною*. Система, що не обмінюється з навколишнім середовищем ні енергією, ні речовиною, називається *ізольованою*. Як робочі тіла, за допомогою яких здійснюється взаємне перетворення теплоти й роботи, використовують гази та пари. Стан робочого тіла визначається параметрами стану. Основними термічними *параметрами стану* є абсолютний тиск, абсолютна температура й питомий об'єм.

Великою буквою позначаються параметри всієї системи (усього тіла), а малою – одиниці кількості речовини.

Їх поділяють на термічні: p , v , T та калоричні: H – ентальпія; U – внутрішня енергія; S – ентропія.

Абсолютний питомий тиск – рушійна сила, потенціал процесу механічної взаємодії робочого тіла та зовнішнього середовища (є фактором інтенсивності цього процесу), відлік іде від нуля тиску.

Відповідно до молекулярно-кінетичної теорії тиск газу визначається співвідношенням

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{c}^2}{2},$$

де n – кількість молекул в одиниці об'єму; m – маса молекули; $\bar{c}$ – середня квадратична швидкість поступального руху молекул.

Якщо позначити атмосферний (барометричний) тиск як $p_{\text{бар}}$, а манометричний (надмірний) тиск – $p_{\text{ман}}$, то

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{бар}} + p_{\text{ман}}.$$

Якщо тиск у посудині нижчий за атмосферний, то манометр показує вакууметричний тиск (розрідження). Тоді

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{бар}} - p_{\text{вак}}.$$

За так званий нормальний тиск у теплотехнічних розрахунках беруть $p_n = 760$ мм рт. ст. = 101 325 Па.

Питомий об'єм – v , м³/кг. З енергетичного боку v – механічна координата стану, що виражає механічний заряд у процесах енергообміну у формі роботи.

v – є ознакою наявності механічної взаємодії робочого тіла із зовнішнім середовищем.

Температура – потенціал (рушійна сила) у процесах термічної взаємодії робочого тіла із зовнішнім середовищем. Це параметр стану, що визначає напрям некомпенсованого теплообміну між тілами ізольованої системи. За так звану *нормальну температуру* в теплотехнічних розрахунках беруть температуру танення льоду за нормального тиску – $t_n = 0$ °С.

Дамо коротку характеристику калоричним параметрам стану.

Внутрішня енергія (u) – є запас енергії тіла, який змінюється в процесах енергообміну з іншими тілами. Зв'язок між u і кількісними характеристиками зовнішніх енергетичних впливів (у формі теплоти й роботи) для елементарних процесів прийнято визначати співвідношенням

$$du = \delta q - \delta l.$$

Ентальпія (h) – функція стану, що дорівнює величині u , складеній з добутком абсолютного тиску на питомий об'єм $h = u + pv$.

Ентропія (s) – є термічною координатою стану і виражає термічний заряд у процесах енергообміну між тілами у формі теплоти. Зміна ентропії тіла (системи) за певних умов є ознакою наявності термічної взаємодії цього із зовнішнім середовищем.

У *технічній термодинаміці* звичайно розглядається рівноважний стан речовини, який без зовнішнього енергетичного впливу з часом не змінюється (p , v , T у всій його масі мають

однакові значення). Це дає основу для графічного зображення таких станів робочого тіла у вигляді точок. Нерівноважний стан графічно зобразити неможливо.

Вигляд рівняння стану залежить від властивостей робочого тіла. Найбільш простий вигляд воно має для ідеального газу.

Зі шкільного курсу фізики маємо рівняння Менделєєва – Клапейрона:

$$pV = \frac{M}{\mu} RT \text{ – це рівняння стану для } M \text{ кг робочого тіла.}$$

Тут $R = 8314 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}$ – універсальна газова стала. У зв'язку з тим, що в термодинаміці розрахунки йдуть у питомих величинах, буде доречним ввести поняття індивідуальної газової сталої

$R_i = \frac{R}{\mu_i}$, Дж/(кг · К), а в універсальну газову сталу додати індекс μ . Надалі $R_i = \frac{R_\mu}{\mu_i}$, (Дж/кг · К), а μ_i , кг/кмоль – молеку-

лярна маса конкретної речовини. Тоді можна загальне рівняння стану надати у вигляді $pV = MR_iT$. Якщо зважити, що

$\frac{V}{M} = v$ – питомий об'єм, отримаємо рівняння стану для 1 кг

речовини $pv = R_iT$.

Термодинамічний процес. Термодинамічний процес – будь-яка зміна стану робочого тіла (РТ), що відбувається під впливом енергообміну із зовнішнім середовищем (ЗС). До характеристики термодинамічного процесу належать насамперед кількість теплоти і кількість роботи. Процес називається *рівноважним*, якщо він проходить через рівноважні проміжні точки (стати). Такий процес можна собі уявити як процес безконечно сповільнений. У технічній термодинаміці розглядаються переважно *оборотні* процеси, які допускають

можливість їх перебігу в протилежному напрямі й до того ж так, що в результаті обернення вся система не матиме залишкових змін.

Особливо важливе значення в термодинаміці мають кругові процеси або цикли. *Циклом* називається процес, під час якого стала кількість робочого тіла, зазнавши низки змін, повертається до початкового стану.

Основними характеристиками термодинамічних процесів у рамках задач технічної термодинаміки є кількість теплоти і кількість роботи. Ці величини виражають кількісну міру енергетичної взаємодії РТ із ЗС і визначаються залежно від характерних для кожного випадку параметрів термодинамічного стану системи.

Кількість теплоти в термодинамічному процесі є мірою термічної взаємодії між РТ і ЗС. Цю величину, як і кількісну міру будь-якої іншої форми руху, також можна визначити через характерні первинні параметри стану.

Рівняння стану ідеального газу. Газова стала та її фізичний смисл. Дослід і теорія показують, що параметри p , v і T простих систем, котрими є гази, пара, рідина, у рівноважному стані пов'язані між собою термічним рівнянням стану $f(p, v, T) = 0$.

Рівняння стану може бути отримано на основі експерименту або методами статистичної фізики. Вигляд рівняння стану залежить від індивідуальних властивостей речовини.

Рівняння Клапейрона для ідеального газу має наступний вигляд:

$$pv = RT. \quad (1.1)$$

Якщо (1.1) помножити на m , отримаємо рівняння стану для маси газу m

$$pV = mRT. \quad (1.2)$$

Газова стала R , (кДж/(кг·К)), характеризує роботу 1 кг ідеального газу за постійного тиску і зміни температури на 1 К. Вона залежить від хімічної структури газу і має для кожного газу своє значення.

Якщо помножити обидві частини рівняння (1.1) на молярну масу газу μ , кг/кмоль, (молярна маса – фізична величина, яка дорівнює відношенню маси газу m до кількості молів у ньому M), отримаємо рівняння Клапейрона – Менделєєва:

$$pV_\mu = R_\mu T, \quad (1.3)$$

де $V_\mu = \nu\mu$ – молярний об'єм робочого тіла, м³/кмоль (за нормальних фізичних умов $V_\mu = 22,41$ м³/кмоль); $R_\mu = R\mu$ – універсальна газова стала ($R_\mu = 8314$ Дж/(кмоль · К)).

Суміш ідеальних газів та способи їх завдання. Закони Дальтона й Амага. У техніці частіше застосовують не однорідні гази, а механічні суміші окремих газів (наприклад, атмосферне повітря, продукти згоряння палива, які в багатьох випадках розглядають як ідеальні гази). Суміші ідеальних газів підкоряються *закону Дальтона*, згідно з яким тиск суміші ідеальних газів $p_{\text{сум}}$ дорівнює сумі парціальних тисків p_i її складових (компонентів):

$$p_{\text{сум}} = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum p_i, \quad (1.4)$$

і *закону Амага*, відповідно до якого об'єм суміші ідеальних газів $V_{\text{сум}}$ дорівнює сумі приведених об'ємів V_i її окремих компонентів:

$$V_{\text{сум}} = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum V_i. \quad (1.5)$$

Парціальним тиском компонента суміші називають його тиск, віднесений до об'єму й температури всієї суміші. *Приведений об'єм* – це об'єм, який займав би компонент газу, якби його тиск і температура дорівнювали тиску й температурі суміші.

Способи задання складу суміші. Склад суміші задається масовими, об'ємними та мольними частками.

Масова частка i -го компонента – відношення його маси m_i до маси суміші m : $g_i = m_i / m_{\text{сум}}$.

Об'ємна частка i -го компонента – відношення приведенного об'єму компонента V_i до об'єму суміші $V_{\text{сум}}$:

$$r_i = V_i / V_{\text{сум}}.$$

Відповідно до закону Авогардо, об'єми одного моля будь-якого газу за однакових p і T однакові, тому для i -го компонента $V_i = V_\mu \cdot M_i$, а для суміші $V_{\text{сум}} = V_\mu \cdot M_{\text{сум}}$. З цього витікає, що об'ємні r_i та мольні частки n_i газу чисельно однакові: $r_i = n_i$. Вочевидь, що $\sum g_i = 1$ і $\sum r_i = 1$.

Умовна молярна маса суміші. Виходячи з того, що маса i -го компонента дорівнює додатку його молярної маси μ_i на кількість молів M_i , масу суміші можна також виразити аналогічно: $m_{\text{сум}} = \mu_{\text{сум}} \cdot M_{\text{сум}}$, де $\mu_{\text{сум}}$ – умовна молярна маса суміші, $M_{\text{сум}}$ – кількість молів у суміші. Отже,

$$\begin{aligned}\mu_{\text{сум}} &= m_{\text{сум}} / M_{\text{сум}} = (m_1 + m_2 + \dots + m_n) / M_{\text{сум}} = \\ &= (\mu_1 M_1 + \mu_2 M_2 + \dots + \mu_n M_n) / M_{\text{сум}} = \sum \mu_i n_i.\end{aligned}$$

Якщо суміш задана масовими частками, то легко показати, що $\mu_{\text{сум}} = 1 / \sum (g_i / \mu_i)$.

Співвідношення між масовими та мольними (об'ємними) частками компонентів суміші можна отримати таким чином:

$$g_i = m_i / m_{\text{сум}} = \mu_i M_i / \mu_{\text{сум}} M_{\text{сум}} = \mu_i n_i / \mu_{\text{сум}} = \mu_i r_i / \mu_{\text{сум}}.$$

Парціальний тиск окремого компонента p_i суміші може бути обчислений, якщо відома об'ємна (мольна) частка компонента r_i (n_i). Для i -го компонента можна записати:

$$p_i V_{\text{сум}} = m_i R_i T_{\text{сум}} \text{ та } p_{\text{сум}} V_i = m_i R_i T_{\text{сум}}, \text{ або } p_i V_{\text{сум}} = p_{\text{сум}} V_i.$$

$$\text{Звідси } V_i / V_{\text{сум}} = p_i / p_{\text{сум}} = r_i, \text{ тоді } p_i = r_i p_{\text{сум}} = n_i p_{\text{сум}}.$$

Записавши рівняння стану для всіх компонентів суміші

$$p_1 V_{\text{сум}} = m_1 R_1 T_{\text{сум}}; p_2 V_{\text{сум}} = m_2 R_2 T_{\text{сум}}; \dots p_n V_{\text{сум}} = m_n R_n T_{\text{сум}}$$

та підсумувавши ліві та праві частини цих рівнянь

$$V_{\text{сум}} \sum p_i = T_{\text{сум}} \sum m_i R_i,$$

з урахуванням (1.4), отримаємо

$$p_{\text{сум}} V_{\text{сум}} = m_{\text{сум}} \left(\sum g_i R_i \right) T_{\text{сум}} = m_{\text{сум}} R_{\text{см}} T_{\text{сум}}. \quad (1.6)$$

Останнє рівняння є термічним *рівнянням стану суміші* ідеальних газів, де величина $R_{\text{сум}} = \sum g_i R_i$ є питома газова стала суміші. Питому газову сталу суміші можна визначити також через умовну молярну масу суміші $\mu_{\text{сум}}$

$$R_{\text{сум}} = R_{\mu} / \mu_{\text{сум}} = 8314 / \mu_{\text{сум}}.$$

Обчислення кількості теплоти. Для обчислення кількості теплоти в технічній термодинаміці користуються різними методами:

1. За Першим законом термодинаміки – $\delta q = du + \delta l$;
2. За Другим законом термодинаміки – $\delta q = Tds$.

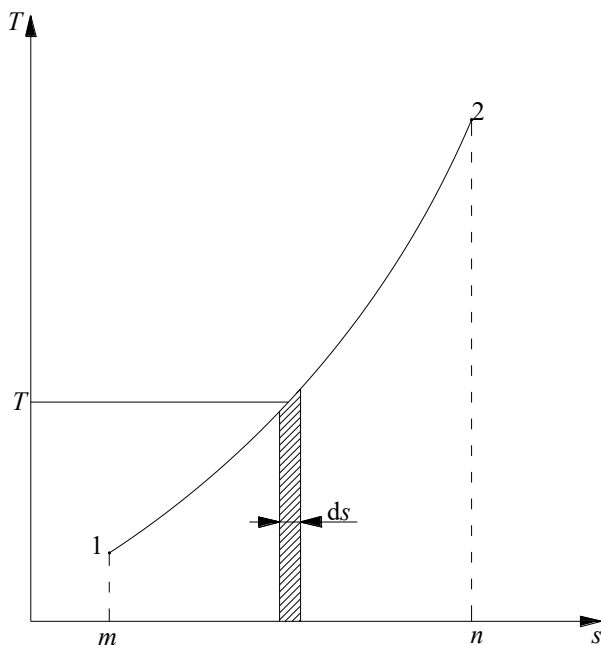


Рис. 1.1. Обчислення кількості теплоти для процесу 1–2

Тоді $q = \int T ds$ – пл. $m12nm$ (рис. 1.1) – тобто величина роботи залежить від характеру процесу.

Для використання другого способу треба знати залежність $\varphi(T, s) = 0$, то він має сенс для внутрішньооборотних (рівноважних) процесів, якщо тільки зміна температури описує зміну температурного стану розглядуваного робочого тіла.

Можливість побудови зручних ентропійних діаграм, у яких по одній з координатних осей відкладається s , становить одну з істотних прикладних значень поняття ентропії як термічної координати стану

$$Q = M \cdot q; \quad Q = \int TdS = M \int Tds.$$

3. Обчисленням теплоти процесу через теплоємність.

Тема 2. Перший закон термодинаміки. Теплоємність. Формула Майера

Перший закон термодинаміки. У термодинамічних процесах зміни стану робочих тіл останні можуть отримувати від зовнішнього середовища або, навпаки, віддавати йому енергію у формі роботи L і теплоти Q . Унаслідок цього енергія робочого тіла буде змінюватися чисельно на ΔE . Згідно із законом збереження енергії з урахуванням знаків теплоти й роботи (за однакових напрямків потоків теплоти та роботи знаки їх протилежні) рівняння енергетичного балансу набуде наступного вигляду:

$$Q + (-L) = \Delta E ,$$

або

$$Q = \Delta E + L. \quad (2.1)$$

Рівняння (2.1) є математичним виразом Першого закону термодинаміки: у термодинамічному процесі підведена теплота загалом витрачається на зміну енергії робочого тіла і здійснення зовнішньої роботи. У загальному випадку зміна повної енергії робочого тіла

$$\Delta E = \Delta U + m\Delta w^2 / 2 + mg\Delta z . \quad (2.2)$$

Тоді Перший закон термодинаміки можна записати таким чином:

$$Q = \Delta U + m\Delta W^2 / 2 + m\Delta Z + L$$

та для 1 кг робочого тіла

$$q = \Delta u + \Delta w^2 / 2 + g\Delta z + l . \quad (2.3)$$

Якщо робоче тіло не рухається (його центр ваги нерухомий), а потенціальною енергією зовнішнього поля можна знехтувати, повна енергія робочого тіла буде складатися тільки з його внутрішньої енергії $\Delta E = \Delta U$. Отже,

$$Q = \Delta U + L. \quad (2.4)$$

Для 1 кг робочого тіла Перший закон термодинаміки в інтегральній формі набуде наступного вигляду:

$$q = \Delta u + l \quad (2.5)$$

або в диференціальній формі

$$\delta q = \delta u + \delta l, \quad (2.6)$$

де δu – повний диференціал внутрішньої енергії, яка є функцією стану робочого тіла; δq і δl – нескінченно малі величини, які залежать від шляху протікання процесу (функції процесу).

Принцип еквівалентності теплоти й роботи. Вічний двигун першого роду. Для кругового процесу вираз Першого закону термодинаміки має наступний вигляд:

$$\oint \delta q = \oint \delta u + \oint \delta l$$

або з урахуванням $\oint \delta u = 0$

$$\oint \delta q = \oint \delta l. \quad (2.7)$$

З останньої рівності витікає, що робота кругового процесу здійснюється лише за рахунок витраченої ззовні певної кількості теплоти. Якщо б виявилось, що $\oint \delta q < \oint \delta l$, можна би було створити вічний двигун першого роду, який здійснював би роботу без витрат енергії. У зв'язку з цим Перший закон термодинаміки формується ще так: вічний двигун першого роду неможливий.

Рівність (2.7) виражає **принцип еквівалентності теплоти й роботи**: у кругових процесах теплота й робота взаємоперетворюються в еквівалентних кількостях.

Форми запису Першого закону термодинаміки. Математичний вираз Першого закону термодинаміки має **дві форми запису**. Перша форма витікає з рівняння (2.6) з урахуванням виразу $\delta l = p dv$

$$\delta l = du + p dv, \quad (2.8)$$

друга форма, виходячи з поняття питомої ентальпії, $-h = u + pv$

$$dh = d(u + pv) = du + p dv + v dp.$$

З урахуванням рівняння (2.8)

$$dh = \delta q + p dv,$$

звідки друга форма аналітичного запису Першого закону термодинаміки набуде наступного вигляду:

$$\delta q = dh - p dv. \quad (2.9)$$

Якщо об'єднати рівняння (2.8) і (2.9) з виразом для ентропії $ds = \delta q / T$, отримаємо **основне рівняння термодинаміки**, або термодинамічну тотожність

$$T ds = du + p dv = dh - v dp. \quad (2.10)$$

У необоротних процесах, пов'язаних, наприклад, з тертям або завихренням (внутрішньонеоборотні процеси), ефективна питома робота завжди зменшується: $\delta l' = p dv - \delta l_{\text{тр}}$. До того ж питома робота на подолання опору $\delta l_{\text{тр}}$ перетворюється у еквівалентну питому кількість теплоти $\delta l_{\text{тр}} = \delta q_{\text{тр}}$. Тоді рівняння Першого закону термодинаміки для необоротних процесів набуде наступного вигляду:

$$\delta q = du + \delta l' = du + p dv - \delta l_{\text{тр}} \text{ або } \delta q + \delta q_{\text{тр}} = du + p dv = dh - v dp.$$

Теплоємність. Під час вивчення теплоємності необхідно звернути увагу на класифікацію теплоємності. Теплоємність робочого тіла, яка відповідає нескінченно малій зміні його температури, називається *істинною теплоємністю*

$$C_X = \delta Q_X / dT = \delta Q_X / dt.$$

Теплоємність робочого тіла, що відповідає кінцевій зміні його температури (від t_1 до t_2), називається *середньою теплоємністю* (з індексом m)

$$C_{Xm} = Q_X / (t_2 - t_1).$$

Залежно від обраної одиниці кількості речовини розрізняють наступні теплоємності:

питому, віднесену до 1 кг робочого тіла: c_X , кДж/(кг·К);

об'ємну, віднесену до 1 м³ речовини за нормальних умов (температура 273,15 К і тиск 101 325 Па): c'_X , кДж/(м³·К);

молярну, віднесену до 1 кмоль речовини: μc_X , кДж/(кмоль·К).

Ці теплоємності пов'язані між собою співвідношеннями:

$$c_X = \mu c_X / \mu = c'_X v ; \quad c'_X = \mu c_X / 22,41 = c_X \rho .$$

У термодинамічному аналізі й теплових розрахунках найважливіше значення мають ізохорна та ізобарна теплоємності газів.

Ізохорною теплоємністю c_v називається теплоємність, що визначається за умови незмінності об'єму робочого тіла ($v = \text{const}$)

$$c_v = \delta q_v / dT .$$

Ізобарною теплоємністю c_p називається теплоємність робочого тіла, яка визначається за умови незмінності тиску ($p = \text{const}$)

$$c_p = \delta q_p / dT .$$

Таким чином теплоємності розрізняються залежно від одиниці кількості речовини (питома, об'ємна, молярна) і залежно від процесу (ізохорна та ізобарна).

Одна й та ж речовина може мати безліч теплоємностей залежно від виду процесу, тому що кількість теплоти є функцією процесу. Загалом теплоємність газу може змінюватися від нуля – для адіабатного процесу ($Q_X = 0$) до $\mp \infty$ – для ізоермічного процесу ($t = \text{const}$). Крім того, теплоємність може мати від'ємне значення, коли знаки теплоти і зміни температури різні. У термодинамічному аналізі й теплових розрахунках найважливіше значення мають ізохорна та ізобарна теплоємності газів. Необхідно пам'ятати зв'язок між ізобарною та ізохорною теплоємностями (*рівняння Майєра*):

$$c_p - c_v = R .$$

З рівняння Майера виходить, що ізобарна теплоємність більше за ізохорну на значення газової сталої R . Це пояснюється тим, що в ізохорному процесі ($v = \text{const}$) зовнішня робота не виконується, і теплота витрачається лише на зміну внутрішньої енергії. Тоді як в ізобарному процесі ($p = \text{const}$) теплота витрачається не тільки на зміну внутрішньої енергії, а ще й на здійснення роботи. Для реальних газів $c_p - c_v > R$, тому що під час їх розширення і $p = \text{const}$ здійснюється робота не тільки проти зовнішніх сил, а і внутрішня робота проти сил взаємодії між молекулами газу. У теплотехніці широко використовуються відношення теплоємностей

$$\mu c_p / \mu c_v = c_p / c_v = k,$$

яке носить назву *коефіцієнт Пуасона* (показника адиабати).

Молекулярно-кінетична теорія теплоємності встановлює значення теплоємності ідеального газу залежно від його атомності (ступенів вільності). В основі цієї теорії лежить закон про рівномірний розподіл внутрішньої енергії за ступенями вільності поступального та обертального руху молекул. Відповідно до цього закону внутрішня енергія ідеального газу прямо пропорційна числу ступенів вільності молекул та енергії $kT/2$, яка припадає на одну ступінь вільності. Для 1 кмоль газу

$$u_\mu = iN_o \frac{kT}{2} = \frac{i}{2} \mu RT,$$

де N_o – число Авогардо; i – число ступенів вільності (число незалежних координат, які треба задати для того, щоб повністю визначити положення молекули у просторі): для одноатомних атомів $i=3$ (три складові поступального руху); для двоатомних газів $i=5$ (три складові поступального руху і дві обертального); для три- і багатоатомних газів $i=6$ (три складові поступального руху і стільки ж обертального).

Оскільки для ідеального газу $\mu c_v = du_\mu / dT$, вираз для молярної ізохорної теплоємності

$$\mu c_v = d\left(\frac{i}{2}\mu RT\right) / dT = \frac{i}{2}\mu R,$$

а з урахуванням рівняння Майера можна отримати вираз для молярної ізобарної теплоємності

$$\mu c_p = \mu c_v + \mu R = \frac{i}{2}\mu R + \mu R = \mu R\left(\frac{i}{2} + 1\right).$$

Ці вирази показують, що молярні теплоємності залежать лише від числа ступенів вільності і для даного газу мають постійні значення. Результати молекулярно-кінетичної теорії теплоємності достатньо добре погоджуються з експериментальними даними лише для одноатомних та частково двоатомних газів. Однак основний висновок теорії про незалежність теплоємності від температури експеримент не підтверджує. Розходження, особливо суттєві у області низьких і достатньо великих температур, пов'язані з квантовою поведінкою молекул і знаходять пояснення в рамках квантової теорії теплоємності. У багатоатомних газах за високих температур виникають коливальні рухи атомів у молекулі (додаткові ступені вільності), на які також витрачається енергія і теплоємність підвищується. Квантова теорія теплоємності враховує енергію коливального руху атомів у молекулі і встановлює залежність теплоємності багатоатомних газів від температури. Загалом ця залежність описується степеневим поліномом

$$c_X = a + bt + ct^2 + \dots$$

У технічних розрахунках беруть лінійну залежність теплоємності від температури

$$c_X = a + bt.$$

Чисельні значення теплоємності широко використовуються під час визначення кількості теплоти в термодинамічних процесах та розрахунку калоричних параметрів стану. Виходячи з поняття істинної теплоємності, можна отримати вираз для визначення питомої кількості теплоти в термодинамічному процесі

$$q_X = \int_{t_1}^{t_2} c_X dt.$$

Цю ж кількість теплоти можна визначити, знаючи середню теплоємність у інтервалі температур від t_1 до t_2 ,

$$q_X = c_{Xm} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1).$$

Із цих виразів витікає, що для визначення кількості теплоти необхідно знати залежність істинної теплоємності від температури $c_X = f(t)$ або середню теплоємність c_{Xm} у заданому інтервалі від t_1 до t_2 . У першому випадку під знак інтеграла підставляється одна з інтерполяційних залежностей теплоємності від температури виду, які наводяться в довідковій літературі. У другому випадку питома кількість теплоти дорівнює

$$q_X = c_{Xm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{Xm} \Big|_0^{t_1} t_1,$$

де $c_{Xm} \Big|_0^{t_1}$ і $c_{Xm} \Big|_0^{t_2}$ – середні значення теплоємностей відповідно в інтервалі температур $0 \dots t_1$ і $0 \dots t_2$, які вибираються з таблиць для даного газу.

Якщо в термодинамічному процесі використовується m (кг) або $V_{н.у}$ (м³ за нормальних умов) газу, то кількість теплоти

$$Q = m \left(c_{Xm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{Xm} \Big|_0^{t_1} t_1 \right),$$

або

$$Q = V_{н.у} \left(c'_{Xm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c'_{Xm} \Big|_0^{t_1} t_1 \right).$$

На основі табличних даних можна знайти середню теплоємність в інтервалі температур $t_1 - t_2$

$$c_{Xm} \Big|_{t_1}^{t_2} = \left(c_{Xm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{Xm} \Big|_0^{t_1} t_1 \right) / (t_2 - t_1).$$

Визначення теплоємності газових сумішей базується на рівнянні теплового балансу, згідно з яким теплота, підведена до суміші, дорівнює сумі теплот, підведених до її компонентів:

для масового складу суміші $m_{\text{сум}} c_{X\text{сум}} \Delta t = \sum (m_i c_{Xi}) \Delta t$,
звідки $c_{X\text{сум}} = \sum g_i c_{Xi}$;

для об'ємного складу суміші $v_{\text{сум}} c'_{X\text{сум}} \Delta t = \sum (v_{Xi} c'_{Xi}) \Delta t$,
звідки $c'_{X\text{сум}} = \sum r_i c'_{Xi}$;

для молярного складу аналогічно $\mu c_{X\text{сум}} = \sum r_i \mu c_{Xi}$.

**Тема 3. Аналіз термодинамічних процесів
з ідеальним газом. Ізохорний процес. Ізобарний процес.
Ізотермічний процес. Адіабатний процес.
Політропні процеси**

Термодинамічний метод дослідження процесів. Під час вивчення термодинамічних процесів ідеальних газів повинні бути вирішені два основні завдання:

- 1) визначено рівняння процесу $f(p, V)$, що встановлює закономірність зміни стану робочого тіла в процесі;
- 2) знайдено особливості перетворення підведеної до робочого тіла теплоти, розподіл її між зміною внутрішньої енергії та зовнішньою роботою, що виконується робочим тілом.

Виконання умов термодинамічної рівноваги в кожний даний момент часу протягом усього процесу дозволяє розглядати термодинамічні процеси як рівноважні і зображувати їх у вигляді кривих на p - v або T - s діаграмах, причому координати v , p зручні під час визначення роботи, що виконується робочим тілом у процесі, а координати T - s дають можливість графічно визначити теплоту, підведену або відведену від робочого тіла в процесі.

Вивчення роботи теплових машин показує, що найбільший інтерес для практики й теоретичних досліджень мають деякі окремі випадки термодинамічних процесів, які можна назвати основними.

До них належать *ізохорний* процес, що протікає без зміни об'єму робочого тіла ($dv = 0$, $v = \text{const}$), *ізобарний* процес, що протікає за постійного тиску ($dp = 0$, $p = \text{const}$); *ізотермічний* процес, що протікає за постійної температури ($dT = 0$, $T = \text{const}$), і *адіабатний* процес, що протікає за відсутності теплообміну із зовнішнім середовищем ($dq = 0$).

Крім того, існує група процесів, що є за певних умов узагальнюючими для основних процесів. Ці процеси називаються *політропними* й характеризуються сталістю теплоємності в процесі.

Однак не дивлячись на особливості кожного процесу, методи їхнього дослідження мають єдину основу – Перший закон термодинаміки, який встановлює взаємозв'язок між кількістю теплоти, зміною внутрішньої енергії і зовнішньою роботою газу, причому кількість теплоти, що підводиться до тіла або відводиться від нього, залежить від характеру процесу.

Для всіх процесів установлюється загальний метод досліджень, що полягає в наступному:

- виводиться рівняння кривої процесу на $p-v$ або $T-s$ діаграмах; установлюється залежність між основними параметрами робочого тіла на початку та в кінці процесу;
- визначається зміна внутрішньої енергії за формулою, яка справедлива для всіх процесів ідеального газу:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = c_{vm} \bigg|_0^{t_2} t_2 - c_{vm} \bigg|_0^{t_1} t_1;$$

- обчислюється робота зміни об'єму газу за основною формулою

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

- визначається кількість теплоти, що бере участь у процесі, за формулою

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt = c_{xm} \bigg|_0^{t_2} t_2 - c_{xm} \bigg|_0^{t_1} t_1;$$

- визначається зміна ентальпії в процесі за формулою, яка справедлива для всіх процесів ідеального газу:

$$h_2 - h_1 = c_{pm} \bigg|_0^{t_2} t_2 - c_{pm} \bigg|_0^{t_1} t_1,$$

або для постійної теплоємності:

$$h_2 - h_1 = c_p (t_2 - t_1);$$

– визначається зміна ентропії ідеального газу за формулами:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln T_2/T_1 + R \ln v_2/v_1,$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln T_2/T_1 - R \ln p_2/p_1.$$

Розглянуті процеси вважаються оборотними.

Характер перетворення теплоти в термодинамічному процесі методично зручно зображувати у вигляді схеми, що включає в себе три складові частини рівняння Першого закону термодинаміки так, що кількість теплоти, підведеної або відведеної від робочого тіла, зображується кружком, зміна внутрішньої енергії – трикутником і зовнішньої роботи, виконуваної робочим тілом, – квадратом. Стрілки, що зв'язують ці три складові частини рівняння першого закону термодинаміки, показують лише напрямок перетворення енергії в розглянутому процесі й не торкаються кількісного боку процесу.

Ізохорний процес. Процес, що протікає за постійного об'єму, називають *ізохорним* ($dv=0$, або $v=\text{const}$).

Подібний процес може здійснюватися робочим тілом (газом), що перебуває в циліндрі (рис. 3.1,*a*), за нерухомого поршня, якщо до робочого тіла підводиться теплота від джерела теплоти I або відводиться теплота до холодильника II.

Рівняння ізохорного процесу може бути отримано, якщо в рівнянні стану ідеального газу $pv = RT$ взяти $v = \text{const}$. Тоді

$$p/T = R/v = f(v) = \text{const}.$$

На (рис. 3.1,*a*) поданий графік процесу. Крива процесу називається *ізохорою*. За постійного об'єму тиск газу змінюється прямопропорційно абсолютним температурам

$$p_1/p_2 = T_1/T_2.$$

Зовнішня робота газу за $v = \text{const}$ дорівнює нулю (рис. 3.1,*a*), тому що $dv = 0$. Отже,

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0.$$

Основне рівняння Першого закону термодинаміки за $dl=0$ набуває наступного вигляду:

$$dq_v = du_v = c_v dt.$$

Кількість теплоти, що бере участь у процесі за постійної теплоємності, дорівнює

$$q_{v,1-2} = \int_{t_1}^{t_2} (\partial u / \partial t)_v dt = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = c_v (t_2 - t_1) = u_2 - u_1.$$

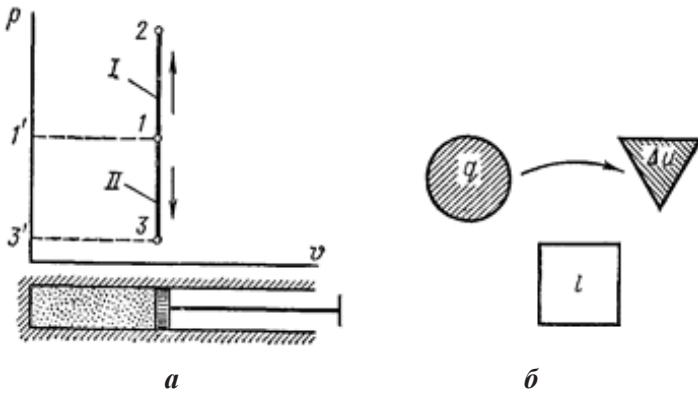


Рис. 3.1. Приклад ізохорного процесу

Таким чином, при ізохорному процесі вся теплота, що підводиться або відводиться від робочого тіла, витрачається тільки на зміну внутрішньої енергії, як це й показано на схемі (рис. 3.1, б).

При змінній теплоємності в процесі 1–2

$$q_{v,1-2} = u_2 - u_1 = c_{vm} \Big|_0^{t_2} - c_{vm} \Big|_0^{t_1}.$$

Зміну ентропії в оборотному ізохорному процесі визначаємо з рівняння

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} (\partial s / \partial T)_v dT = c_v \ln T_2 / T_1 = c_v \ln p_2 / p_1.$$

Як видно з даного рівняння, ізохора на T - s діаграмі становить собою логарифмічну криву 1–2 і протікає так, що у разі збільшення ентропії збільшується і температура (рис. 3.2,*a*).

Зображення термодинамічного процесу в T - s діаграмі має низку зручностей.

Елементарна площа (на рис. 3.2,*a* заштрихована кліткою), побудована на абсисі s за температури T_1 , визначається добутком $T_1 ds$ і в масштабі показує елементарний теплообмін із зовнішнім середовищем; тобто площа під процесом 1–2 або 1–3 на T - s діаграмі дає в масштабі кількість підведеної (у разі збільшення s) або відведеної (у разі зменшення s) теплоти. Відповідно до Першого закону для ізохорного процесу *ця ж площа в даному процесі $v = \text{const}$ показує також зміну внутрішньої енергії робочого тіла.*

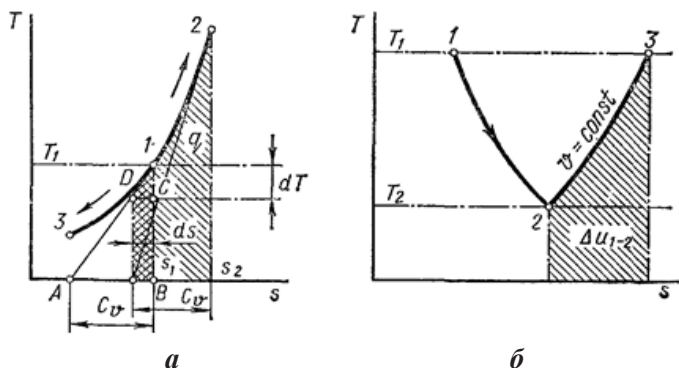


Рис. 3.2. Ізохорний процес у T - s координатах

Ізобарний процес. Такий термодинамічний процес може протікати в циліндрі, поршень якого переміщається без тертя так, що тиск у циліндрі дорівнює постійному тиску навколишнього середовища, що діє на поршень ззовні (рис. 3.3,*a*).

Рівняння ізобарного процесу може бути отримане з рівняння стану ідеального газу за $p = \text{const}$.

У цьому випадку $v/T = R/p = \text{const}$ або $v_2/v_1 = T_2/T_1$

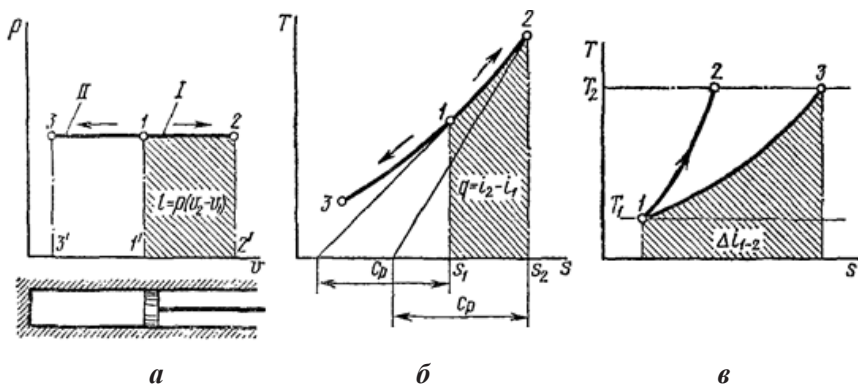


Рис. 3.3. Ізобарний процес

Таким чином, при ізобарному процесі (постійному тиску) об'єм тієї самої кількості газу завжди пропорційний абсолютній температурі.

На рис. 3.3,*a* зображений графік процесу. Крива процесу називається ізобарою. Під час розширення газу його температура зростає, під час стиснення – зменшується.

Питома робота зміни об'єму при цьому виражається наступним рівнянням:

$$l = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1),$$

$$l = R(T_2 - T_1).$$

Робота газу при ізобарному процесі позитивна тільки в тому випадку, якщо температура газу збільшується. Корисна зовнішня робота при цьому

$$l' = - \int_1^2 v dp = 0.$$

Питома теплота q , що підводиться до робочого тіла (або що відводиться)

$$Tds = dq = c_p dT,$$

$$q_{p,1-2} = q = c_p \bigg|_{T_1}^{T_2} (T_2 - T_1),$$

де $c_p \bigg|_{T_1}^{T_2}$ – середня ізобарна теплоємність в інтервалі температур від T_1 до T_2 .

Якщо $c_p = \text{const}$, то

$$q_{p,1-2} = q = c_p (T_2 - T_1) = h_2 - h_1.$$

Із цього співвідношення видно, що теплота, підведена до робочого тіла в ізобарному процесі, йде на збільшення його ентальпії.

При ізобарному процесі міняється температура робочого тіла, отже, і його внутрішня енергія.

Тому на здійснення зовнішньої роботи витрачається лише частина наданої тілу ззовні теплоти $q_{p,1-2}$, яка дорівнює $p(v_2 - v_1)$, а інша частина йде на збільшення внутрішньої енергії тіла. Перетворення енергії при ізобарному розширенні газу ілюструється схемою на рис. 3.4,б.

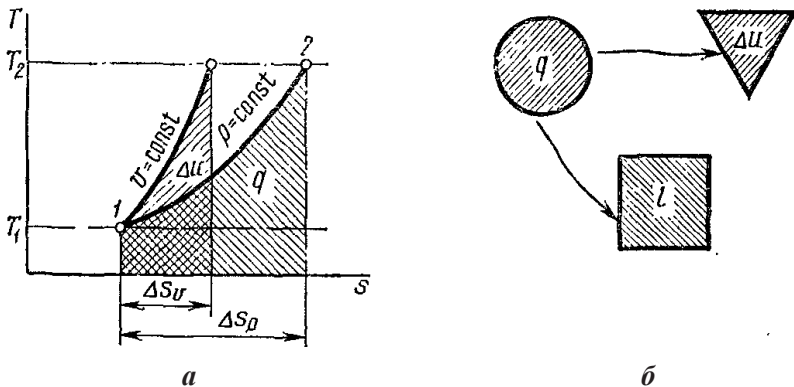


Рис. 3.4. Ізобарний процес

Для визначення частки теплоти, затрачуваної в ізобарному процесі на зовнішню роботу, треба всі члени рівняння Першого закону термодинаміки поділити на dq :

$$1 = du / dq + dl / dq.$$

Для оборотного ізобарного процесу за постійної теплоємності зміна ентропії знаходиться з рівняння (при $p = \text{const}$ $\ln p_2/p_1 = 0$),

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} (\partial s / \partial T)_p dT = \int_{T_1}^{T_2} (c_p / T) dT = c_p \ln T_2 / T_1 = c_p \ln v_2 / v_1.$$

Таким чином, ізобара на T - s діаграмі є деякою логарифмічною кривою (рис. 3.4,*a*) і подібно ізохорі, звернена опуклістю донизу.

Оскільки $c_p > c_v$, то ізобарний процес на T - s діаграмі протікає більш полого, ніж ізохорний процес того ж газу.

Із зіставлення рівнянь постає, що у випадку здійснення ізохорного й ізобарного процесів в одному інтервалі температур зростання ентропії буде більше в ізобарному процесі, тому що c_p завжди більше c_v .

Ізотермічний процес. При ізотермічному процесі виконуються умови $dT = 0$ або $T = \text{const}$. Такий термодинамічний процес може протікати, наприклад, у циліндрі поршневої машини, якщо в міру підведення теплоти до робочого тіла поршень машини переміщається, збільшуючи об'єм настільки, що температура залишається незмінною.

Рівняння ізотермічного процесу може бути отримане з рівняння Клапейрона, якщо взяти $T = \text{const}$. У цьому випадку має місце закон Бойля – Маріотта

$$pv = RT = \text{const}.$$

Отже, на p - v -діаграмі ізотерма є рівнобічною гіперболою (рис. 3.5,*a*). З рівняння ізотерми постає наступне:

$$p_2 / p_1 = v_1 / v_2$$

тобто за постійної температури тиск і об'єм робочого тіла обернено пропорційні.

Вирази для внутрішньої енергії та ентропії показують, що ізотермічний процес ідеального газу одночасно є процесом за постійної внутрішньої енергії ($du=0$) і за постійної ентальпії ($dh=0$). Щодо ізотермічного процесу рівняння основної термодинамічної тотожності набуває наступного вигляду:

$$dq = dl.$$

З наведеного виразу видно, що вся надана газіві теплота в ізотермічному процесі витрачається на здійснення зовнішньої роботи (рис. 3.5,а). Роботу при ізотермічному процесі визначимо за формулою

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} RT(dv/v) = RT \ln(v_2/v_1).$$

Площа під процесом (рис. 3.5,а) чисельно дорівнює теплообміну робочого тіла із зовнішнім середовищем і зробленій у процесі роботі

$$q = T(s_2 - s_1) = l.$$

Зміна ентропії в ізотермічному процесі визначається відношенням

$$Ds = dq/T,$$

і тоді відповідно до виразів

$$\Delta s_T = s_2 - s_1 = R \ln(v_2/v_1) = R \ln(p_1/p_2).$$

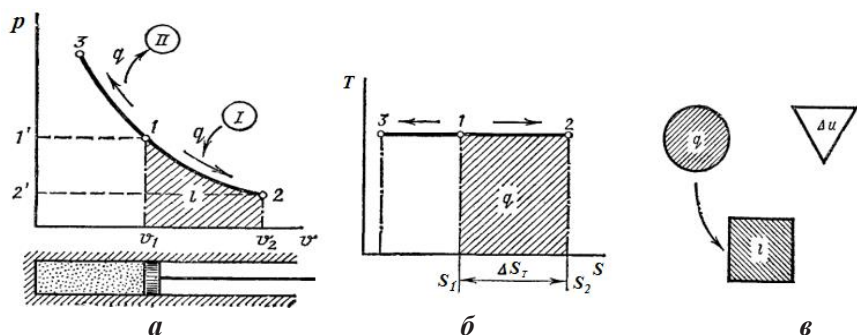


Рис. 3.5. Ізотермічний процес

Питома теплоємність ізотермічного процесу може бути визначена із загального співвідношення $c = dq / dT$.

Оскільки при ізотермічному процесі $dq \neq 0$, а $dT = 0$, то $c = \pm \infty$.

Адіабатний процес. При адіабатному процесі зміна стану робочого тіла відбувається без теплообміну із зовнішнім середовищем, тобто за умов $dq = 0$; $q = 0$.

Оборотний адіабатний процес можна здійснити в циліндрі з абсолютно нетеплопровідними стінками під час нескінченно повільного переміщення поршня.

Рівняння адіабатного процесу:

$$(v_2 / v_1)^k = p_1 / p_2, \text{ або } p_1 v_1^k = p_2 v_2^k,$$

звідки рівняння адіабати $p v^k = \text{const}$.

Отримане рівняння є рівнянням адіабати ідеального газу за постійних теплоємностей ($c_v = \text{const}$ і $c_p = \text{const}$).

На p - v -діаграмі (рис. 3.6) адіабата протікає крутіше ізотерми ($k > 1$) і є нерівнобічною гіперболою.

Взаємозв'язок між параметрами

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^k;$$

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{k-1};$$

$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}.$$

При $dq = 0$ рівняння Першого закону термодинаміки набуває наступного вигляду:

$$dl = -du.$$

Отже, робота при адіабатному процесі:

$$l = - \int_{u_1}^{u_2} du = -(u_2 - u_1) = u_1 - u_2.$$

Якщо $c_v = \text{const}$, то можемо записати $l = c_v (T_1 - T_2)$.

Оскільки $c_p - c_v = R$, а $c_p / c_v = k$, то $c_v = R / (k - 1)$.

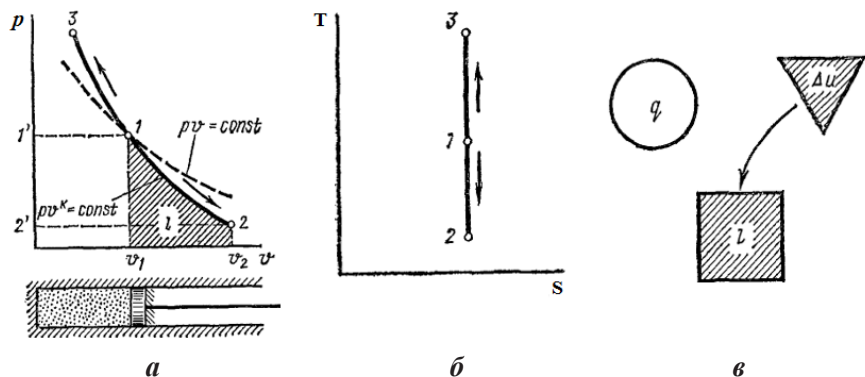


Рис. 3.6. Адіабатний процес

Після підстановки маємо

$$l = [R / (k - 1)](T_1 - T_2), \text{ або } l = [p_1 v_1 / (k - 1)][1 - (v_1 / v_2)^{k-1}].$$

Оскільки при адіабатному процесі $dq=0$, то ентропія робочого тіла в оборотному процесі не змінюється ($ds=0$ і $s = \text{const}$). Отже, на T - s діаграмі адіабатний процес зображується вертикальною лінією, причому спад температури відбувається під час розширення робочого тіла, а збільшення температури – під час його стиснення.

Вираз $c = dq/dT$ показує, що теплоємність адіабатного процесу дорівнює нулю. Про це ж свідчить адіабатний процес, зображений на T - s діаграмі, тому що піддотична до нього, що дає уявлення про теплоємність, також дорівнює нулю.

Сталість показника адіабати, взята вище, у багатьох випадках виявляється достатньо наближеною. Воно справедливо лише у випадку, коли діапазон зміни температури робочого тіла в адіабатному процесі такий, що залежностями c_v і c_p від температури можна зневажити. У дійсності показник адіабати, обумовлений виразом $c_p/c_v = k$, залежить від температури. Тоді під час розрахунків звичайно беруть середнє значення k , що відповідає зміні температури в процесі за рівнянням

$$k = \frac{c_p \Big|_{t_1}^{t_2}}{c_v \Big|_{t_1}^{t_2}} = \frac{\Delta h}{\Delta u}.$$

Політропні процеси. Будь-який процес ідеального газу, у якому теплоємність є постійною величиною, називають *політропним процесом*, а лінію процесу – *політропою*.

З визначення політропного процесу постає, що основні термодинамічні процеси – ізохорний, ізобарний, ізотермічний і адіабатний, якщо вони протікають за постійної теплоємності, є окремими випадками політропного процесу.

Теплоємність політропного процесу c_n може приймати найрізноманітніші позитивні й негативні значення від $+\infty$ до $-\infty$.

Кількість теплоти, що бере участь у політропному процесі, може бути виражено добутком теплоємності процесу c_n на різницю температур $T_2 - T_1$ у кінцевому й початковому станах

$$q = c_n (t_2 - t_1) \text{ та } dq = c_n dt.$$

Рівняння політропного процесу виводиться на підставі рівняння Першого закону термодинаміки та має наступний вигляд:

$$pv^n = \text{const.}$$

Показник політропи n бере для кожного процесу певне числове значення. Для основних процесів: ізохорних $n = \pm\infty$, ізобарних $n = 0$, ізотермічних $n = 1$ і адіабатних $n = k$.

Оскільки рівняння політропи відрізняється від рівняння адіабати тільки величиною показника n , то, очевидно, усі співвідношення між основними параметрами можуть бути представлені наступними формулами, аналогічними адіабатному процесу:

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^n; \quad T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1}; \quad T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Теплоємність політропного процесу визначаємо із формули

$$n = (c_n - c_p) / (c_n - c_v), \text{ звідки } c_n = c_v[(n - k) / (n - 1)].$$

Виходячи з виразу для теплоємності, підставивши значення n для окремих випадків, отримуємо теплоємності розглянутих процесів:

- ізохорного процесу $n = \pm\infty$, $c_n = c_v$;
- ізобарного процесу $n = 0$, $c_n = kc_v = c_p$;
- ізотермічного процесу $n = 1$, $c_n = \pm\infty$;
- адіабатного процесу $n = k$, $c_n = 0$.

Рівняння роботи зміни об'єму, чиненої тілом при політропному процесі, має аналогічний вигляд з рівнянням роботи в адіабатному процесі, тобто

$$l = [RT / (n - 1)](1 - T_2 / T_1) = [p_1 v_1 / (n - 1)][1 - (p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}}] = \\ = [p_1 v_1 / (n - 1)][1 - (v_1 / v_2)^{n-1}].$$

Зміна внутрішньої енергії газу й теплота в політропному процесі:

$$\Delta u = c_v(t_2 - t_1);$$

$$q = c_n(t_2 - t_1) = c_v[(n - k) / (n - 1)](t_2 - t_1).$$

Зміна ентальпії в політропному процесі:

$$h_2 - h_1 = c_p(t_2 - t_1).$$

Значення n у будь-якому політропному процесі може бути визначене за координатами двох будь-яких точок графіка:

$$n = \frac{\lg p_1 / p_2}{\lg v_2 / v_1}; \quad n - 1 = \frac{\lg T_2 / T_1}{\lg v_1 / v_2}; \quad \frac{n - 1}{n} = \frac{\lg T_2 / T_1}{\lg p_2 / p_1}.$$

Логарифмуючи рівняння політропи, отримаємо

$$\lg p + n \lg v = \text{const.}$$

Це рівняння являє собою рівняння прямої лінії в координатах $\lg p$ і $\lg v$, а показник політропи n – тангенс кута нахилу прямої до осі абсцис (рис. 3.7).

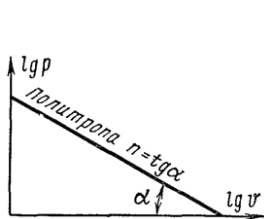


Рис. 3.7. Політропний процес у p - v логарифмічних координатах

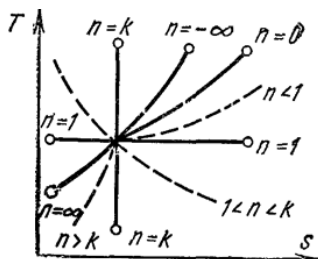


Рис. 3.8. Політропний процес у T - s координатах за різних значень показника політропи

Зміна ентропії газу в політропному процесі визначається за формулою

$$s_2 - s_1 = c_p \ln T_2 / T_1 = c_v \left(\frac{n-k}{n-1} \right) \ln T_2 / T_1.$$

Політропний процес на T - s діаграмі зображується (рис. 3.8) деякою кривою, розташування якої залежить від показника n .

Процеси, розташовані між адіабатою та ізотермою, мають негативну теплоємність, тому що знак dq і du у цих процесах різний. Оскільки $du = c_v dT$, отже, знак у du відповідає знаку в dT ($du > 0$, $dT > 0$ і $du < 0$, $dT < 0$). Тоді з виразу для теплоємності $c = dq/dT$ видно, що вона дійсно негативна.

Практично це означає, що під час підведення теплоти в цих процесах температура зменшується, а під час відведення – збільшується.

Тема 4. Другий закон термодинаміки. Цикл Карно. Ексергія та анергія

Другий закон термодинаміки. З Першого закону термодинаміки випливає, що взаємоперетворення теплоти і механічної роботи має відбуватися у строго еквівалентних кількостях, тобто те, що теплота й робота кількісно еквівалентні. Але процеси їх взаємоперетворення нерівнозначні, тобто теплота й робота якісно нерівноцінні. Крім того, Перший закон не встановлює умов, за яких можливі перенесення теплоти та взаємоперетворення теплоти та роботи. Відмінність теплоти та роботи встановлює Другий закон термодинаміки. Він дозволяє вказати спрямованість теплових потоків та виявити максимально можливу межу перетворення теплоти в роботу в теплових машинах.

Відомо, що теплота довільно передається тільки від більш нагрітих тіл до менш нагрітих. Однак можливий і зворотний недовільний процес передачі теплоти від менш нагрітих тіл до більш нагрітих (наприклад, у холодильних установках), але для здійснення його потрібно підведення енергії ззовні для компенсації протікання процесу. Констатація цієї особливості теплоти, яка виявляється у процесі її передачі, є однією зі сторін сутності *Другого закону термодинаміки*: в ізольованій термодинамічній системі теплота від холодного джерела до гарячого не може передаватися без компенсації (формулювання Клаузіуса 1850 р.).

Прямі термодинамічні цикли. Прямі цикли здійснюються робочим тілом у теплових двигунах у процесах перетворення теплоти в роботу. Як показав досвід, усі без виключення теплові двигуни повинні мати гаряче джерело теплоти, робоче тіло, яке здійснює замкнутий процес – цикл, і холодне джерело теплоти.

В існуючих теплових двигунах гарячим джерелом слугують хімічні реакції спалювання палива або внутрішньоядерні

реакції, а як холодне джерело використовується навколишнє середовище – атмосфера. Роботу двигуна покажемо на p - v і T - s діаграмах (рис. 4.1). Для отримання роботи з теплоти необхідно періодично повторювати процес розширення $1-m-2$, тобто повертати робоче тіло у початковий стан. Це можна здійснити в процесі стиснення $2-n-1$ з витратою роботи l_2 . Якщо робота розширення l_1 (площа $v_1-1-m-2-v_2$) більше за роботу стиснення l_2 (площа $v_1-1-n-2-v_2$), то виконується корисна робота l_0 . Ця робота відповідає площі $1-m-2-n-1$, яка обмежена замкнутою кривою обох процесів (рис. 4.1,*а*). Такий замкнутий процес називається **циклом** або **круговим процесом**. Описаний цикл є **прямим**, бо здійснюється в напрямі руху годинникової стрілки. Якщо зобразити прямий цикл на T - s діаграмі (рис. 4.1,*б*), процес $n-1-m$ буде супроводжуватися збільшенням ентропії і підведенням теплоти q_1 , а процес $m-2-n$ – зменшенням ентропії і відведенням теплоти q_2 .

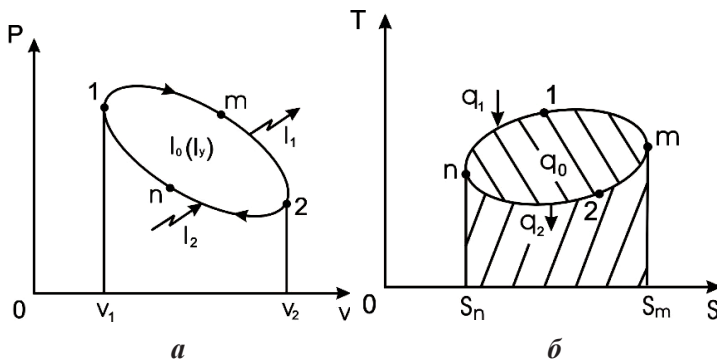


Рис. 4.1. Прямий круговий процес у p - v координатах (*а*) і T - s координатах (*б*)

Отже, для здійснення прямого кругового процесу в теплових двигунах необхідно поряд з підведенням теплоти q_1 від гарячого джерела до робочого тіла відводити теплоту q_2 до

холодного джерела, тобто необхідно мати різницю температур для здійснення додаткового довільного компенсаційного процесу переходу частини теплоти до холодного джерела. Тому тільки частину витраченої теплоти $q_0 = q_1 - q_2$ корисно використовується для отримання роботи l_0 , яка у відповідності до Першого закону термодинаміки дорівнює q_0 (q_0 – еквівалентна площі $n - 1 - m - 2 - n$ на T - s діаграмі):

$$l_0 = q_0.$$

Ця рівність є математичним виразом *принципу еквівалентності теплоти й роботи*.

Термічний ККД. Відношення корисної питомої роботи l_0 , отриманої в циклі, до питомої теплоти q_1 , витраченої у циклі, називається *термічним коефіцієнтом корисної дії (ККД) циклу*

$$\eta_t = l_0 / q_1 = q_0 / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 = 1 - q_2 / q_1 < 1. \quad (4.1)$$

Термічний ККД η_t характеризує ступінь досконалості циклу теплового двигуна. Повністю перетворити теплоту в роботу у кругових процесах неможливо. Частина теплоти q_2 має бути віддана холодному джерелу. Тому η_t завжди менше за одиницю.

Отже, **Другий закон термодинаміки** можна сформулювати так: для отримання роботи з теплоти необхідно мати різницю температур (формулювання С. Карно 1824 р.). Ще одне формулювання (Планка 1897 р.): неможливо побудувати періодично діючий тепловий двигун, єдиним результатом якого було б охолодження гарячого джерела теплоти та виконання роботи, необхідно додатково віддавати теплоту холодному джерелу.

Вічний двигун другого роду. Тепловий двигун, який працює тільки з одним гарячим джерелом теплоти, називається *вічним двигуном другого роду*. Тому Другий закон

термодинаміки можна сформулювати так: **вічний двигун другого роду неможливий**. Нагадаємо, що вічний двигун першого роду здатний виконувати більше роботи порівняно з еквівалентною кількістю теплоти, що надходить ззовні. Дійсно, якщо припустити створення двигуна, який працював би тільки за рахунок охолодження тепловіддавача, то, використовуючи запаси внутрішньої енергії атмосфери або океану, можна було б отримати практично невичерпну кількість енергії.

Зворотні термодинамічні цикли. Цикл можна здійснити і у зворотному напрямі проти руху годинникової стрілки. Такий цикл називається **зворотним**. Зворотні цикли здійснюються робочим тілом у холодильних машинах під час переходу теплоти від холодного тіла до теплішого, коли компенсуючим є процес перетворення роботи в теплоту. Зобразимо такий цикл у p - v і T - s координатах (рис. 4.2). У цьому випадку питома робота стиснення l_1 на ділянці $2-m-1$ (рис. 4.2,*a*) буде більше за роботу розширення l_2 на ділянці $1-n-2$ на значення $l_0 = l_1 - l_2$, яке визначається замкнутою лінією $1-n-2-m-1$. Оскільки l_1 чисельно більше l_2 і має від'ємний знак, значення l_0 буде також від'ємним (робота витрачається ззовні).

Розглядаючи цей цикл на T - s діаграмі (рис. 4.2,*б*), бачимо, що на ділянці $1-n-2$ теплота q_2 підводиться до робочого тіла від джерела з більш низькою температурою, а на ділянці $2-m-1$ відводиться в кількості q_1 до інших тіл, які мають більш високу температуру. Так передається теплота з нижчого температурного рівня на вищий і відбувається охолодження тіл, яке обов'язково супроводжується витратою (компенсацією) ззовні роботи l_0 і перетворенням її в теплоту q_0 . До того ж теплота, яка передається на більш високий рівень, дорівнює

$$q_1 = q_2 + l_0.$$

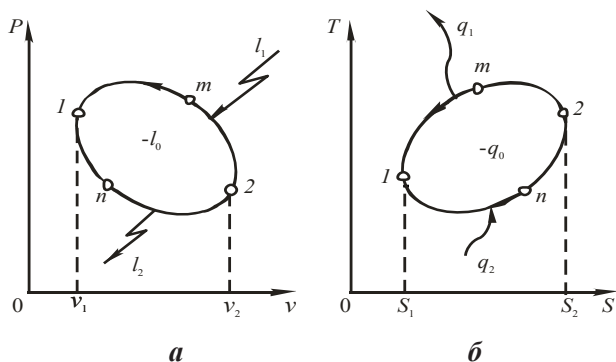


Рис. 4.2. Зворотний круговий процес у p - v координатах (а) і T - s координатах (б)

Холодильний коефіцієнт. Ефективність зворотного циклу, за яким працюють холодильні машини, оцінюється **холодильним коефіцієнтом**, який є відношенням кількості теплоти q_2 (холодопродуктивності), що відбирається від охолоджуваного середовища, до затраченої роботи l_0 :

$$\varepsilon = q_2 / l_0 = q_2 / (q_1 - q_2). \quad (4.2)$$

Прямий цикл Карно. Відповідно до Другого закону термодинаміки для здійснення термодинамічного циклу потрібно мати як мінімум два джерела теплоти: гаряче (тепловіддавач) з постійною температурою T_1 та холодне (теплоприймач) з постійною температурою $T_2 < T_1$. При цьому та виконанні умов оборотності підведення теплоти у циклі може здійснюватися тільки за ізотермами T_1 і T_2 . Однак дві ізотерми не можуть утворювати круговий процес. Оскільки інших зовнішніх джерел теплоти немає, оборотний перехід між T_1 і T_2 можливий лише за адіабатами 2–3 і 4–1 (рис. 4.3). Отже, найпростіший оборотний цикл має складатися з двох ізотерм (1–2, 3–4) та двох адіабат (2–3, 4–1). Такий цикл з двома джерелами теплоти називається **циклом Карно**. З рис. 4.3 випливає, що питома кількість підведеної у циклі теплот

$$q_1 = \text{пл.}(12s_2s_11) = T_1(s_2 - s_1),$$

а питома кількість відведеної теплоти

$$q_2 = \text{пл.}(34s_1s_23) = T_2(s_2 - s_1).$$

Тоді термічний ККД циклу Карно відповідно до виразу (4.1)

$$\eta_{\text{Карно}} = 1 - q_2 / q_1 = 1 - T_2 / T_1. \quad (4.3)$$

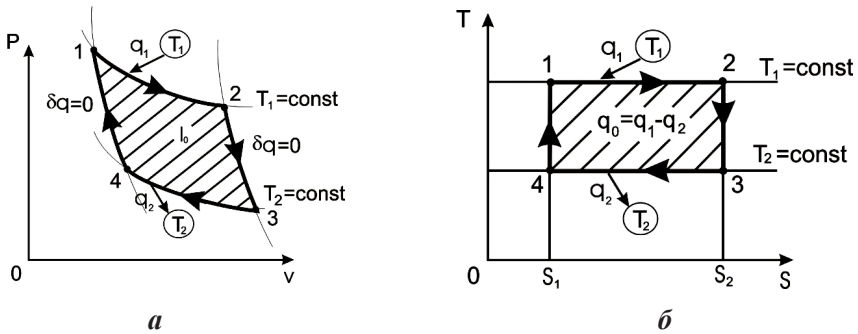


Рис. 4.3. Прямий цикл Карно в p - v координатах (а) і T - s координатах (б)

Таким чином, термічний ККД циклу Карно залежить лише від абсолютних температур гарячого та холодного джерел теплоти і не залежить від властивостей робочого тіла, тобто не залежить від того, буде робочим тілом ідеальний газ або будь-який інший газ. Це положення носить назву **першої теореми Карно**. З (4.3) випливає, що ККД циклу Карно тим більше, чим вище T_1 і нижче T_2 .

Зворотний цикл Карно. У цьому циклі, який здійснюється проти напрямку руху годинникової стрілки (рис. 4.4), робоче тіло стискається спочатку за адіабатою 3–4 з витратою зовнішньої роботи l_1 , потім за ізотермою 4–1 з відведенням теплоти q_1 верхньому джерелу. Після цього відбувається розширення робочого тіла спочатку за адіабатою 1–2 з віддачею зовнішньої роботи l_2 і зниженням температури від T_1 до

T_2 , потім за ізотермою 2–3 з відведенням від нижчого джерела (холодильника) теплоти q_2 . Теплота від холодного тіла передається до більш теплого за рахунок витрати ззовні роботи $l_0 = l_1 - l_2$, яка еквівалентна площі прямокутника 34123. Такий процес не суперечить Другому закону термодинаміки, тому що протікає не довільно, а супроводжується додатковим процесом перетворення роботи в теплоту. Холодильний коефіцієнт зворотного циклу Карно

$$\varepsilon_{\text{Карно}} = \frac{q_2}{l_0} = \frac{1}{q_1 / q_2 - 1} = \frac{1}{\frac{T_1(s_3 - s_2)}{T_2(s_3 - s_2)} - 1} = \frac{1}{T_1 / T_2 - 1}. \quad (4.4)$$

З (4.4) випливає, що збільшення ефективності холодильних установок пов'язане зі зниженням температури навколишнього середовища T_1 і підвищенням температури охолоджуваного приміщення T_2 , тобто зі зниженням різниці температур $T_1 - T_2$.

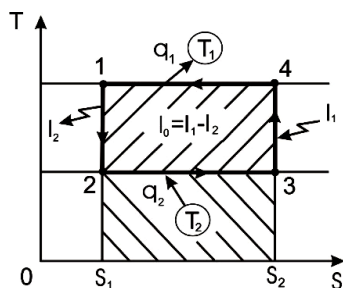


Рис. 4.4. Зворотний цикл Карно

Еквівалентний цикл Карно. Цикл Карно має велике значення для теорії теплових двигунів. ККД циклу Карно тим більше, чим вище температура тепловіддавача T_1 і чим менше температура теплоприймача T_2 . Це основне положення, яке випливає з аналізу циклу Карно, як буде показано нижче, дійсне і для будь-якого циклу теплового двигуна. Кожний довільний цикл $ABCD$, у якому підведення

і відведення теплоти відбувається за змінних температур, можна замінити **еквівалентним циклом Карно 1234**, де кількості теплоти q_1 , q_2 і зміна ентропії $\Delta s = s_2 - s_1$ відповідають циклу $ABCD$ (рис. 4.5). З урахуванням того, що

$$q_1 = q_{ABC} = \int_{ABC} Tds = T_{1cp} (s_2 - s_1); \quad (4.5)$$

$$q_2 = q_{CDA} = \int_{CDA} Tds = T_{2cp} (s_2 - s_1), \quad (4.6)$$

термічний ККД довільного циклу $ABCD$

$$\eta_{ABCD} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_{2cp} (s_2 - s_1)}{T_{1cp} (s_2 - s_1)} = 1 - \frac{T_{2cp}}{T_{1cp}}, \quad (4.7)$$

де T_{1cp} і T_{2cp} – середні термодинамічні температури, які відповідають процесам підведення та відведення теплоти і у відповідності до (4.5) і (4.6) дорівнюють

$$T_{1cp} = \frac{\int_{ABC} Tds}{(s_2 - s_1)} = \frac{q_1}{s_2 - s_1}; \quad T_{2cp} = \frac{\int_{CDA} Tds}{(s_2 - s_1)} = \frac{q_2}{s_2 - s_1}. \quad (4.8)$$

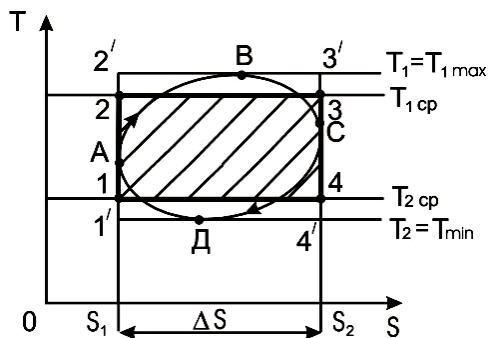


Рис. 4.5. Еквівалентний цикл Карно

Ці температури визначаються як висоти прямокутників, однакових за площею з фігурами s_1ABCs_2 та s_2CDAs_1 .

Інтеграли у (4.8) рахують чисельними або графічними методами, тому T_{1cp} і T_{2cp} – середні інтегральні температури.

Таким чином, **середня термодинамічна температура** – це така умовна температура еквівалентного ізотермічного процесу, у якому кількість теплоти і зміна ентропії відповідно однакові з процесом, що розглядається.

Отже, для підвищення термічного ККД будь-якого циклу необхідно підвищувати середню температуру в процесі підведення теплоти (T_{1cp}) і зменшувати середню температуру в процесі відведення теплоти (T_{2cp}). У цьому полягає важливе **практичне значення циклу Карно**.

Межою термічного ККД довільного циклу, який здійснюється між крайніми температурами T_{max} і T_{min} , є термічний ККД циклу Карно 1'2'3'4' (рис. 4.5) за $T_1 = T_{max}$ і $T_2 = T_{min}$. Таким чином, у даному інтервалі температур цикл Карно має найбільшу ефективність (**друга теорема Карно**). З цього випливає, що ступінь досконалості довільного циклу можна встановити, якщо порівняти його термічний ККД з ККД циклу Карно, який здійснюється між крайніми температурами довільного циклу. Це і є **наукове значення циклу Карно**.

Узагальнений (регенеративний) цикл Карно. У визначеному інтервалі температур від T_1 до T_2 найвищий ККД має не тільки цикл Карно, але й будь-який цикл, що складається з двох ізотерм AB і CD (рис. 4.6).

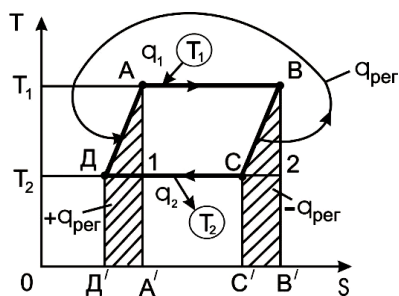


Рис. 4.6. Узагальнений цикл Карно

Для цього необхідно, щоб під час протікання процесу BC теплота від робочого тіла передавалась не зовнішньому теплоприймачу, а через допоміжний теплообмінник (регенератор) поверталась робочому тілу в процесі його нагрівання DA . Із зовнішніми джерелами теплоти робоче тіло пов'язане тільки на ділянках AB і CD циклу. Криві процесів BC і DA в діаграмі $T-s$ мають знаходитись на однаковій відстані одна від одної (мають бути еквідистантними), тому пл. $CBV'C' = \text{пл. } DAA'D'$, а питома кількість **теплоти регенерації** $q_{\text{рег}}$ у цих процесах однакова, але протилежна за знаком. Таким чином, питома кількість зовнішньої теплоти q_1 і q_2 у циклі $ABCD$ та ж сама, що і в циклі Карно $AB21A$. При рівності q_1 і q_2 будуть рівні й термічні ККД циклів, тобто

$$\eta_{\text{гузар}} = \eta_{\text{Карно}} = 1 - T_2 / T_1.$$

Цикл $ABCD$ називається ще **гранично-регенеративним**. Принцип регенерації, як метод підвищення термодинамічної ефективності циклів, широко застосовується в теплосилових і холодильних установках. Звичайно доводиться обмежуватись частковою регенерацією, але й це дає істотне підвищення ефективності циклів.

Математичний вираз Другого закону термодинаміки. Принцип існування та зростання ентропії. Аналітичний вираз $ds = \delta q / T$, за допомогою якого ентропія була визначена як калоричний параметр стану, якісно пов'язує її зміну з кількістю теплоти і слугує **математичним виразом Другого закону термодинаміки** для оборотних термодинамічних процесів:

$$ds_{\text{обр}} = \delta q / T. \quad (4.9)$$

Для необоротних термодинамічних процесів, у яких частина роботи, що витрачається на подолання опорів, обов'язково перетворюється в теплоту $\delta q_{\text{тр}}$, з урахуванням Першого закону термодинаміки $\delta q + \delta q_{\text{тр}} = du + pdv$ зміна ентропії

$$ds_{\text{необр}} = (\delta q + \delta q_{\text{тр}}) / T, \quad (4.10)$$

де δq – питома зовнішня теплота в процесі. З порівняння виразів (4.9) і (4.10) виходить, що у випадку необоротних термодинамічних процесів

$$\delta s_{\text{необр}} > \delta q / T. \quad (4.11)$$

Ця нерівність називається **принципом зростання ентропії**. Пославши (4.9) і (4.11), отримаємо

$$ds \geq \delta q / T, \quad (4.12)$$

або

$$\Delta s \geq \int_1^2 \delta q / T, \quad (4.13)$$

тобто у випадку оборотних термодинамічних процесів зміна ентропії дорівнює приведеній теплоті $\delta q / T$, а у випадку необоротних процесів зміна ентропії більше приведеної теплоти. Вираз (4.13) називають **математичним виразом Другого закону термодинаміки**, де знак рівності відноситься до оборотних термодинамічних процесів, а знак нерівності – до необоротних.

Необоротність завжди призводить до збільшення ентропії робочого тіла і втрати частини роботи. Отже, зміна ентропії в необоротних процесах у порівнянні з приведеною теплою $\delta q / T$ слугує мірою необоротності таких процесів. Для кругових процесів із виразу (4.13) виходить

$$\oint \delta q / T \leq 0.$$

Цей інтеграл у термодинаміці відомий як **інтеграл Клаузіуса**. Тут температура відноситься до джерел теплоти, а не до робочого тіла. Таким чином, алгебрична сума приведених теплот для будь-якого оборотного циклу дорівнює нулю ($\oint \delta q / T = 0$ – перший інтеграл Клаузіуса), а для необоротного циклу – менше за нуль ($\oint \delta q / T < 0$ – другий інтеграл Клаузіуса).

Ентропія ізольованої системи. Якщо термодинамічні процеси протікають у адіабатній ізольованій системі ($\delta q = 0$), то у відповідності до математичного виразу Другого закону термодинаміки $ds_{\text{сист}} \geq 0$, тобто питома ентропія ізольованої системи під час протікання оборотних термодинамічних процесів незмінна ($ds_{\text{сист}} = 0$), а під час протікання необоротних процесів зростає ($ds_{\text{сист}} > 0$). Усі реальні довільні термодинамічні процеси, які протікають в ізольованій системі, – необоротні, тому вони призводять до зростання ентропії. Це положення становить собою найбільш загальне формулювання Другого закону термодинаміки для необоротних процесів, відоме під назвою **принципу зростання ентропії**. Якщо від системи відводиться теплота, то її ентропія може зменшуватися, однак сумарна зміна ентропії системи та ентропії зовнішніх тіл завжди додатна (або дорівнює нулю під час оборотних рівноважних процесів у системі). Коли ізольована система знаходиться у стані з максимальною ентропією, у ній не можуть протікати ніякі довільні процеси. Тому стан ізольованої системи з максимальною ентропією є станом її стійкої рівноваги.

Максимальна корисна робота. Ексергія та анергія. Рівняння Гюї – Стодоли. Будь-яка необоротність призводить до зменшення корисної роботи, тому збільшення ентропії ізольованої системи внаслідок необоротності термодинамічних процесів, що протікають у ній, може слугувати мірою втрати максимально корисної роботи L_{max} , яку могла б здійснити система під час протікання у ній оборотних термодинамічних процесів. Дійсно, під час необоротних процесів утрачена робота довільно перетворюється в теплоту, яка також довільно переходить до тіл з більш низькою температурою, збільшуючи їх ентропію (а отже, і системи) на $\Delta S_{\text{сист}}^{\text{H}}$. Ураховуючи, що теплота дорівнює добутку абсолютної температури на зміну ентропії, необоротне перетворення роботи в теплоту дорівнює

$$\Delta L_{\text{необр}} = T_0 \cdot \Delta S_{\text{сист}}^{\text{н}}, \quad (4.14)$$

де T_0 – нижча температура в ізолюваній системі (під час аналізу термодинамічних процесів як таку температуру беруть температуру навколишнього середовища); $\Delta S_{\text{сист}}^{\text{н}}$ – збільшення ентропії ізолюваної системи внаслідок необоротності процесів у ній.

Вираз (4.14) характеризує втрату максимальної роботи (працездатності) внаслідок необоротності і носить назву **півняння Гюї – Стодоли**. Тоді фактично корисна робота L_0 з урахуванням (4.14)

$$L_0 = L_{\text{max}} - T_0 \Delta S_{\text{сист}}^{\text{н}}. \quad (4.15)$$

Максимально можлива робота, яку може здійснити система, що складається з джерела енергії та навколишнього середовища, називається **ексергією** ($E_x = L_{\text{max}}$). Таким чином, вираз (4.14) є втратою ексергії внаслідок необоротності процесів.

За змістом Другого закону термодинаміки розрізняють види енергії (механічну, електричну та інші), які можуть повністю перетворюватися в інші її види (безмежно перетворювані види енергії), тобто такі, які складаються тільки з ексергії. Відносно теплоти як енергії молекулярно-хаотичного руху, то вона навіть теоретично не може бути повністю перетворена в роботу (неминучий відвід частини теплоти q_2 до холодного джерела) і, отже, складається з перетворюваної частини (ексергії) і неперетворюваної частини, яку назвали **анергія**. Так внутрішня енергія навколишнього середовища або теплота за температури навколишнього середовища не можуть бути перетворені в інший вид енергії і складаються тільки з анергії. Тому Другий закон термодинаміки можна сформулювати ще так: **теплота складається з ексергії та анергії**. Поняття ексергії широко використовують під час аналізу ступеня термодинамічної досконалості окремих процесів, установок та їх елементів.

Ексергія теплоти. Працездатністю (або ексергією E_{xQ}) теплоти Q_1 , що відбирається від гарячого джерела

з температурою T_1 , називається максимальна корисна робота, яка може бути отримана за рахунок цієї теплоти за умови, що холодним джерелом є навколишнє середовище з температурою T_0 . Корисною називається та частина роботи, яка може бути використана за нашим розсудом.

Максимальна корисна робота $L_{\max}$ теплоти Q_1 становить собою роботу рівноважного циклу Карно, що здійснюється в діапазоні температур $T_1 - T_0$,

$$Ex_Q = L_{\max} = \eta_t \cdot Q_1 = \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) Q_1. \quad (4.16)$$

Таким чином, ексергія теплоти Ex_Q , тобто працездатність теплоти тим більше, чим менше відношення T_0 / T_1 . При $T_1 = T_0$ ексергія теплоти дорівнює нулю.

Ексергія потоку робочого тіла. Визначимо можливий рівноважний шлях переходу потоку робочого тіла з початкового стану 1 з тиском p_1 і температурою T_1 до кінцевого стану 0 з параметрами навколишнього середовища p_0 і T_0 . Оскільки система має тільки одне джерело теплоти (навколишнє середовище), рівноважний процес переходу можна уявити собі лише за відсутності теплообміну між потоком і середовищем (адіабатне розширення чи стиснення) або за наявності теплообміну між потоком і середовищем, але обов'язково за температури T_0 (ізотермічне розширення або стиснення). Це означає, що єдиним можливим шляхом переходу до рівноваги з навколишнім середовищем є адіабатне розширення до p_2 , T_0 і наступне ізотермічне розширення (або стиснення) до p_0 , T_0 . У останньому процесі робоче тіло відбирає від середовища питому теплоту $q_0 = T_0(s_0 - s_2)$. Згідно до рівняння Першого закону термодинаміки для потоку у випадку, коли $w_2 = w_1$ і $q_{\text{зовн}} = q_0$, $q_0 = h_0 - h_1 + l_{\text{техн}}^{\max}$.

Величина $l_{\text{техн}}^{\max}$ є максимальна питома технічна робота, яку може здійснити робоче тіло у потоці в процесі рівноважного

переходу зі стану p_1, T_1 , у якому ентропія дорівнює s_1 , а ентальпія h_1 , до стану навколишнього середовища p_0, T_0 з ентропією s_0 і ентальпією h_0 . Вона називається максимальною питомою робото здатністю або питомою ексергією потоку робочого тіла ex_n :

$$l_{\text{техн}}^{\max} = ex_n = h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0). \quad (4.17)$$

Ексергетичний ККД. Для кількісної оцінки ступеня термодинамічної досконалості теплового двигуна використовується поняття *ексергетичного ККД*

$$\eta_{\text{ex}} = \frac{l_{\text{техн}}}{ex_{\text{вх}} + ex_q - ex_{\text{вих}}}, \quad (4.18)$$

де $l_{\text{техн}}$ – корисна робота; $ex_{\text{вх}}$ і $ex_{\text{вих}}$ – ексергія потоку робочого тіла відповідно на вході до теплового двигуна та на виході з нього, яка визначається за (4.10); ex_q – ексергія теплоти, що підводиться до двигуна за (4.9).

Утрата праездатності в тепловому двигуні

$$\Delta l = \left[(ex_{\text{вх}} + ex_q) - ex_{\text{вих}} \right] - l_{\text{техн}}.$$

До величини Δl входять утрати праездатності, зумовлені тертям і теплообміном при скінченній різниці температур (від внутрішньої та зовнішньої необоротності), а також утрати теплоти двигуном унаслідок теплообміну з навколишнім середовищем. Якщо в технічному пристрої (наприклад, теплообмінному апараті) корисна робота не виконується, то його *ексергетичний ККД* визначається відношенням зміни питомої ексергії $\Delta ex''$ потоку, що нагрівається, до зміни питомої ексергії $\Delta ex'$ гріючого потоку

$$\eta_{\text{ex}} = \frac{\Delta ex''}{\Delta ex'}.$$

Ексергетичні показники можна легко пов'язати з техніко-економічними, оскільки ексергія, як і вартість, може створюватись і знищуватись на протилежність енергії, яка не може ні створюватись, ні знищуватись.

Тема 5. Властивості реальних газів.
Рівняння Ван-дер-Ваальса. Фазові переходи.
Водяна пара. Вологе повітря

Загальні властивості реальних газів. За достатньо високих тисків, а також за порівняно низьких температур, гази не підлягають законам ідеальних газів. Гази до того ж називають *реальними*. Основні відмінності реальних газів від ідеальних пов'язані з проявом впливу сил взаємодії між молекулами, які мають електромагнітну і квантову природу, і розмірів молекул, а також з іншими особливостями механізму молекулярної взаємодії. Унаслідок сил взаємодії між молекулами і скінченності їх об'єму закони ідеальних газів ні за яких умов не можуть бути точно застосовані до реальних газів, зокрема, до реального газу непридатне рівняння стану ідеального газу: для реальних газів $p\nu \neq RT$. Відмінність властивостей реального газу від ідеального характеризує *коефіцієнт стисливості* z , який дорівнює

$$\frac{p\nu}{RT} = z. \quad (5.1)$$

Для ідеального газу $z = 1$, а для реальних газів z залежить від тиску і температури газу, і може бути як більше, так і менше за одиницю і тільки в разі дуже малого тиску та великих температур z практично дорівнює одиниці.

Рівняння Ван-дер-Ваальса. Відмінність властивостей реальних газів від ідеального примусило вчених розробляти нові рівняння стану, які б зв'язували параметри p , ν і T та давали б змогу розраховувати властивості газів.

Найбільш простим рівнянням стану реального газу з урахуванням поправок на сили взаємодії між його молекулами і на об'єм самих молекул є *рівняння Ван-дер-Ваальса*. Він увів дві поправки до рівняння стану $p\nu = RT$. Перша поправка враховує об'єм молекул. Для реального газу, у якого молекули

мають кінцевий об'єм, рівняння Клапейрона набуде іншого вигляду:

$$v - b = RT/p,$$

де b – той найменший об'єм, до якого можна стискати газ. Різниця $v - b$ представляє так званий вільний об'єм – об'єм простору, у якому можуть переміщатися молекули. Для кожного газу b має конкретне значення.

Друга поправка враховує вплив сил взаємодії між молекулами. У реальному газі тиск на стінку буде менше в порівнянні з ідеальним на величину Δp унаслідок того, що молекули біля стінки притягуються сусідніми молекулами всередину посудини. Ця поправка Δp прямо пропорційна як кількості молекул, що притягуються, так і кількості молекул, які притягують, або прямо пропорційна квадрату густини газу. Отже,

$$\Delta p = a\dot{A}^2 = a/v^2,$$

де a – коефіцієнт пропорційності, який для кожного газу має конкретне значення і не залежить від параметрів стану.

Остаточно рівняння Ван-дер-Ваальса набуде наступного вигляду:

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT. \quad (5.2)$$

Величину a/v^2 називають *внутрішнім тиском*. Для рідин внутрішній тиск приймає дуже велике значення (для води за $T=293$ К, $a/v^2 \approx 1080$ МПа). Для газів a/v^2 порівняно невелике і залежить від тиску й температури газу. Рівняння Ван-дер-Ваальса якісно правильно відображає поведінку реальних речовин у рідкій та газоподібній фазах. Для двофазних станів його застосовувати неможливо.

Аналіз рівняння Ван-дер-Ваальса. Критичний стан речовини. Якщо у рівнянні Ван-дер-Ваальса розкрити дужки, отримаємо рівняння третього степеня відносно питомого об'єму газу:

$$pv^3 - (bp + RT)v^2 + av - ab = 0. \quad (5.3)$$

Таке рівняння має три корені. До того ж можливі три випадки: 1) усі три корені різні й дійсні; 2) усі три корені дійсні й рівні між собою; 3) один корінь дійсний і два уявних. Уявні корені не мають фізичного смислу, реальне значення має тільки дійсний корінь. Ізотерми, побудовані за рівнянням Ван-дер-Ваальса, показані на рис. 5.1,*а*. За порівняно низьких температур вони мають у середній частині хвилеподібний характер з максимумом та мінімумом. Чим вище температура, тим коротше хвиляста частина ізотерми. Прямая *e-a*, яка перетинає такого типу ізотерму, дає три дійсних значення питомого об'єму в точках *e*, *c* та *a*. Отже, ці ізотерми відповідають першому випадку рівняння (5.3): три різних дійсних кореня. Найбільший корінь (точка *a*) відноситься до пароподібного стану, а найменший (точка *e*) – до стану рідини. Оскільки рівняння (5.3) не може описувати двофазні стани, воно вказує (у вигляді хвилястої кривої) на безперервний перехід із рідкого стану в пароподібний за даної температури.

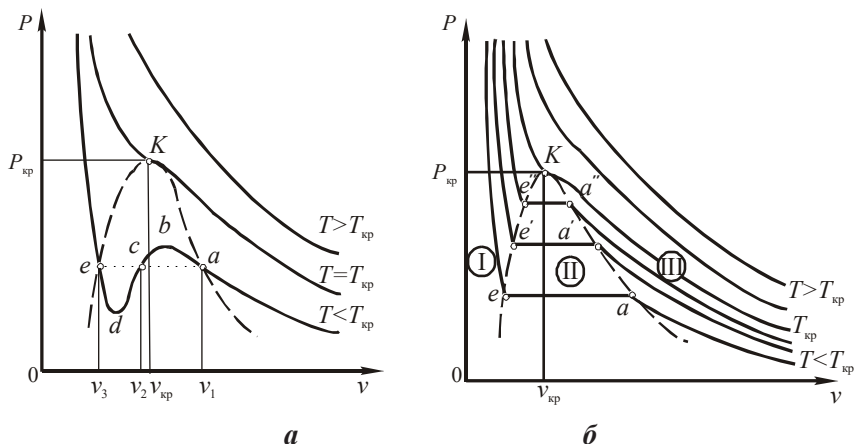


Рис. 5.1. Теоретичні (*а*) і дійсні (*б*) ізотерми реального газу

Насправді, як показують досліди, цей перехід завжди відбувається через двофазні стани речовини, які представляють

суміш рідини і пари. До того ж за даної температури процес переходу відбувається також і за незмінного тиску, оскільки об'єм зменшується за рахунок часткової конденсації пароподібної фази. Практично для особливо чистих речовин можуть існувати ділянки хвилястої кривої ed і ba . У першому випадку має місце нестійкий стан перегрітої рідини, а у другому – переохолодженої пари. Ділянка dcb взагалі існувати не може, тому що це суперечить умові термодинамічної стійкості, відповідно до якої для однорідної речовини частинна похідна $(\partial p / \partial v)_T$ не може бути більше за нуль.

Дійсна лінія процесу переходу з рідини в пару зображується на рис. 5.1,б прямою ea . До того ж точка e відповідає стану киплячої рідини, а точка a – стану сухої насиченої пари, коли закінчився процес переходу. Гілка ізотерми, яка проходить правіше точки a , відповідає стану перегрітої пари.

За певної температури $T_{кр}$, яка називається **критичною**, ізотерма рівняння (5.3) не буде мати хвилястої ділянки. На цій ізотермі є точка перегину (**критична точка K**), дотична до якої горизонтальна. Це відповідає другому випадку розв'язання рівняння (5.3), коли всі три корені дійсні й рівні між собою. Параметри $T_{кр}$, $p_{кр}$ і $v_{кр}$, які відповідають точці K , називають **критичними**, а стан речовини – **критичним**. **Критичним станом** речовини називається такий її стан, який характеризується відсутністю відмінності між двома фазами: рідиною і парою. Для чистих речовин **критична температура $T_{кр}$** – найбільша температура, за якою можливо існування рідини у стані рівноваги з парою. **За $T > T_{кр}$ речовина може перебувати тільки в газоподібному стані.** **Критичний тиск $p_{кр}$** – найбільший тиск насиченої пари речовини. **Насиченою парою** називають пару, яка перебуває в рівновазі з рідиною, з якої вона утворюється, і має найбільший можливий за даної температури тиск. **Критичний питомий об'єм $v_{кр}$** – найбільший питомий об'єм рідкої фази речовини у стані насичення.

За температур, більших за критичну ($T > T_{\text{кр}}$), ізотерми мають монотонно спадаючий характер, наближуючись, у разі збільшення температури, до гіперболи (ізотерми реального газу наближаються до ізотерм ідеального газу). за цих температур має місце третій випадок розв'язання рівняння (5.3), коли один корень дійсний, а два уявних.

Якщо з'єднати всі точки e , e' , e'' і так далі (рис. 5.1,б), отримаємо криву, на якій рідина знаходиться у стані кипіння (насичення). Криву e - K називають **пограничною кривою рідини** (або нижньою пограничною кривою). Крива K - a називається **пограничною кривою пари** (або верхньою пограничною кривою) і являє собою сукупність станів сухої насиченої пари (без домішок рідини).

Таким чином, для реальної речовини p - v діаграму можна поділити на три характерні області (рис. 5.1,б): *I* – область однофазної рідини – ліворуч від пограничної кривої рідини; *II* – область двофазних станів (вологої насиченої пари, тобто пари з домішками рідини) – у проміжку між пограничними кривими рідини та пари; *III* – область однофазної перегрітої пари (або газу) – праворуч від пограничної кривої пари. **Перегрітою парою** називається пара, яка має вищу температуру, ніж температура насиченої пари з тим самим тиском.

Будь-яка речовина залежно від зовнішніх умов (тиску і температури) може перебувати у твердому, рідкому і газоподібному агрегатних станах, або фазах, а також одночасно бути у двох або трьох станах. **Фазою** називається частина термодинамічної системи з однаковим фізичними властивостями у всіх її точках, яка обмежена поверхнею розділу. Стан, у якому знаходяться в рівновазі тверда, рідка і парова фази речовини, називається **потрійною точкою**. Перехід речовини з одного агрегатного стану в інший називається **фазовим переходом**, або **фазовим перетворенням**. Тому термодинамічні діаграми (p - v , T - s та інші) для реального газу на відміну від діаграм для ідеального газу є **фазовими діаграмами**.

Крім **пароутворення** (перехід речовини з рідкого стану в пароподібний), відомі ще процеси **плавлення** (перехід із твердого стану в рідкий) і **возгонки** або сублімації (перехід із твердого стану в газоподібний). Можна відзначити ще й протилежно спрямовані процеси фазових переходів: **конденсацію**, **затвердіння** і **десублімацію**.

Залежність тиску фазового переходу від температури описується **рівнянням Клапейрона-Клаузіуса**. Стосовно до випадку рівноваги фаз під час пароутворення воно має наступний вигляд:

$$\frac{dp}{dT_s} = \frac{r}{T_s(v'' - v')}, \quad (5.4)$$

де T_s – температура насичення, що відповідає тиску p ; v'' , v' – відповідно питомий об'єм сухої насиченої пари і рідини у стані насичення; r – питома теплота пароутворення – кількість теплоти, яка витрачається на перетворення 1 кг рідини в суху насичену пару. Із збільшенням тиску r зменшується і у критичній точці дорівнює нулю.

Співвідношення (5.4) справедливе для будь-якого фазового переходу (пароутворення, плавлення, возгонки) і дає можливість визначити теплоту фазового переходу.

Правило фаз Гібса визначає залежність між кількістю незалежних параметрів системи N у стані рівноваги, кількістю компонентів n і кількістю фаз системи ϕ :

$$N = n - \phi + 2.$$

Величину N називають також кількістю термодинамічних степенів вільності системи. Вона показує, яку кількість параметрів системи, що знаходиться у стані рівноваги, можна змінювати довільно, не змінюючи до того ж цьому кількості фаз у системі. Наприклад, для однокомпонентної системи, яка складається з однієї фази (ідеальний газ, однорідна рідина) $N = 2$. Це означає, що стан простих однорідних систем визначається двома незалежними параметрами.

Приведене рівняння стану реального газу. Закон відповідних станів. Термодинамічна подібність. З аналізу рівняння Ван-дер-Ваальса стосовно до критичного стану можна виразити критичні параметри через константи рівняння a і b або визначити константи a і b , якщо відомі критичні параметри.

Приведене рівняння стану має наступний вигляд:

$$(\pi + 3/\varphi^2)(3\varphi - 1) = 8\tau,$$

де $\pi = p/p_{\text{кр}}$; $\varphi = v/v_{\text{кр}}$; $\tau = T/T_{\text{кр}}$; – безрозмірні змінні (відповідно приведені тиск, об'єм і температура).

У це рівняння входять тільки приведені параметри π , φ , τ і числові коефіцієнти, але не входять величини, що характеризують дане робоче тіло та його індивідуальні властивості.

Стани речовин, у яких приведені параметри однакові, називають **відповідними**. У критичних точках усі приведені параметри дорівнюють одиниці, тому критичні стани всіх речовин є відповідними. Якщо речовини, які задовольняють одному й тому ж приведеному рівнянню стану, мають які-небудь два однакові приведені параметри, то і третій приведений параметр у них буде однаковий. Це твердження відоме як **закон відповідних станів**. Речовини, які підкоряються закону відповідних станів і задовольняють одному й тому ж приведеному рівнянню стану, називають *термодинамічно подібними*.

Водяна пара та її характеристики. Пара речовин широко використовується у багатьох галузях техніки як робочі тіла, наприклад, у теплосилових та холодильних установках. Насамперед це відноситься до пари найбільш поширеної у природі речовини – води, яка не чинить шкідливого впливу на живі організми і має відносно добрі термодинамічні властивості (зокрема, має відносно велику теплоємність і теплоту пароутворення). Усі закономірності для водяної пари дійсні для пари інших речовин. Пара становить окремий випадок

реальних газів, а саме: *парою називається реальний газ, близький до стану зрідження*.

Процес отримання пари з рідини може здійснюватися випаровуванням і кипінням. Випаровуванням називають пароутворення, яке відбувається тільки з вільної поверхні рідини та за будь-якої температури, а кипінням – інтенсивне пароутворення по всій масі рідини, яке відбувається під час підведення до рідини через стінку посудини теплоти.

Процес кипіння починається в разі досягнення рідиною певної температури, яка називається **температурою кипіння (насичення)** t_s і під час усього процесу залишається незмінною, оскільки вся підведена теплота витрачається тільки на пароутворення. Значення t_s залежить від природи речовини і тиску, при чому з підвищенням тиску t_s збільшується. Тиск, який відповідає температурі t_s , називають **тиском насичення** p_s . Зворотний процес переходу пари в рідкий стан, який супроводжується відведенням теплоти, називається **конденсацією**.

Розрізняють пару **насичену і перегріту**. **Насиченою парою** називають пару, яка перебуває в термічній і динамічній рівновазі з рідиною, з якої вона утворюється в процесі кипіння, і має найбільший, можливий за даної температури тиск. Динамічна рівновага полягає в тому, що кількість молекул, які вилітають з води в паровий простір, дорівнює кількості молекул, які конденсуються на її поверхні. У паровому просторі при цьому рівноважному стані знаходиться максимально можлива за даної температури кількість молекул. У разі збільшення температури кількість молекул, які володіють енергією, достатньою для вильоту, збільшується. Рівновага поновлюється за рахунок зростання тиску пари, яке приводить до збільшення його густини і, отже, кількості молекул, які конденсуються на поверхні води. З цього випливає, що тиск насиченої пари є монотонно зростаючою функцією його температури. У разі збільшення об'єму над поверхнею рідини, яка має незмінну температуру насичення, деяка кількість

рідини переходить у пару. У разі зменшення об'єму «надлишкова» пара знову переходить у рідину, але в обох випадках тиск пари залишається незмінним.

Насичена пара поділяється на *суху й вологу*. *Сухою насиченою парою* називається пара, яка не вміщує рідини і має температуру насичення за даного тиску. Термодинамічний стан сухої насиченої пари визначається одним параметром, наприклад, тиском або температурою. Двофазна система, яка складається із сухої насиченої пари і рідини, називається *вологою насиченою парою*. Термодинамічний стан вологої насиченої пари, як двофазної системи, крім тиску або температури насичення, визначається ще величиною *ступеня сухості* (паровмісту). *Ступенем сухості* вологої насиченої пари називається масова частка сухої пари у вологій парі (позначається буквою x):

$$x = m_{\text{с.п}} / m_{\text{в.п}} = m_{\text{с.п}} / (m_{\text{с.п}} + m_{\text{р}}),$$

де $m_{\text{с.п}}$ – маса сухої насиченої пари; $m_{\text{в.п}}$ – маса вологої насиченої пари; $m_{\text{р}}$ – маса рідини.

Ступенем вологості пари називається масова частка рідини у вологій насиченій парі. Вона дорівнює $1-x$. Для киплячої рідини ($m_{\text{с.п}}=0$) $x=0$, для сухої насиченої пари ($m_{\text{р}}=0$) $x=1$, для вологої пари $0 < x < 1$.

Перегрітою парою називається пара, яка має вищу температуру, ніж температура насиченої пари з тим самим тиском, тобто для перегрітої пари $t > t_s$. Різниця температур ($t - t_s$) називається *ступенем перегріву*. За своїми властивостями перегріта пара наближається до ідеальних газів.

Для технічних потреб воду пару отримують у парових котлах (котлоагрегатах). Слід підкреслити, що пароутворення у котлоагрегатах практично відбувається за сталого тиску (ізобарне пароутворення). Процес отримання перегрітої пари складається з трьох послідовно здійснюваних стадій: підігрівання води до температури насичення, пароутворення і перегрівання

пари. Усі ці стадії протікають за постійного тиску і на термодинамічних діаграмах зображаються ізобарою. На фазовій p - v діаграмі (рис. 5.2,*а*), де область двофазного стану обмежена кривими $x=0$ і $x=1$, ізобарний процес отримання перегрітої пари зображається горизонтальною прямою ad . Тут ці три стадії пароутворення характеризуються відрізками: ab – підігрівання рідини до температури кипіння; bc – пароутворення; cd – перегрівання пари. Ізобара AB проходить трішки вище від вісі абсцис, бо в потрібній точці $p_A = 611$ Па.

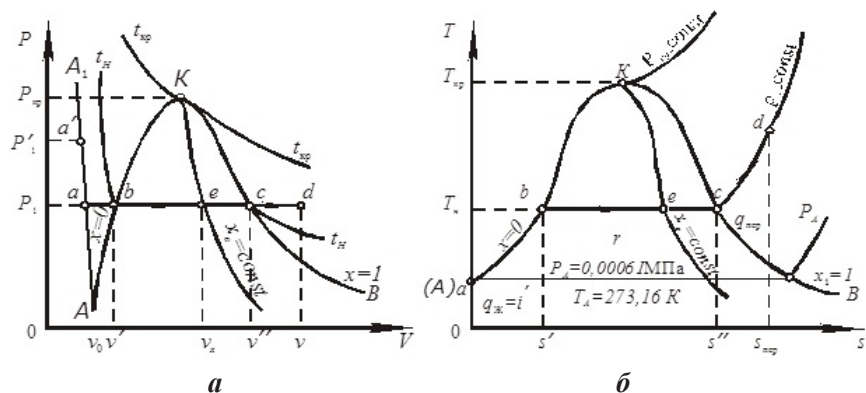


Рис. 5.2. Фазові діаграми процесу пароутворення у p - v координатах (*а*) і T - s координатах (*б*)

Аналіз трьох стадій отримання перегрітої пари. Задачею аналізу трьох стадій отримання перегрітої пари є установлення для кожної стадії особливостей початкового і кінцевого стану речовини, зміни питомих калоричних параметрів Δu , Δh , Δs і визначення питомої кількості теплоти. До того ж слід взяти до уваги, що для реального газу $\Delta u \neq c_{vm}\Delta t$, оскільки питома внутрішня енергія реального газу залежить не тільки від температури, але й від об'єму. Відповідно до Першого закону термодинаміки кількість теплоти в ізобарних процесах чисельно визначається зміною ентальпії робочого тіла

$$q_p = \Delta h = h_2 - h_1, \quad (5.5)$$

а зміна внутрішньої енергії його становить

$$\Delta u = q_p - p \Delta v. \quad (5.6)$$

За Другим законом термодинаміки можна оцінити зміну ентропії робочого тіла:

$$\Delta s = \int_1^2 \delta q_p / T. \quad (5.7)$$

h - s діаграма водяної пари (діаграма Мольє). Для практичних розрахунків процесів з водяною парою широкое використання знайшла h - s діаграма, на якій питома теплота та ентальпія вимірюються не площами, а лінійними відрізками. У системі координат h - s (рис. 5.3) будують пограничні криві AK і KB за табличними даними h' , s' і h'' , s'' .

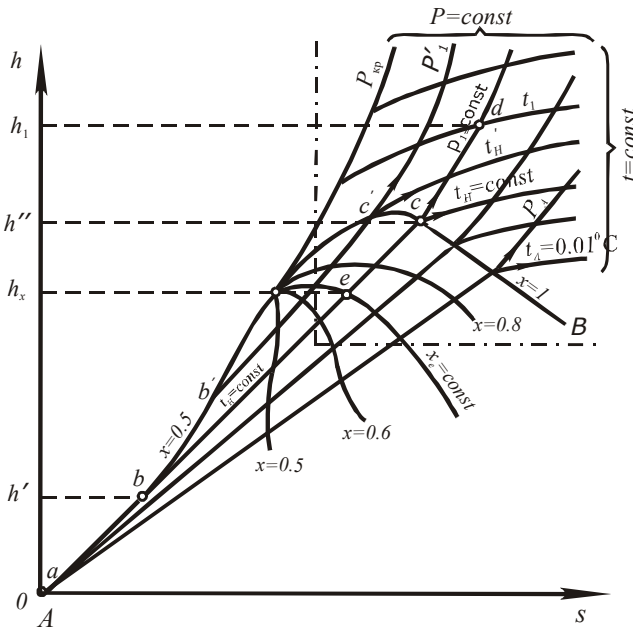


Рис. 5.3. h - s діаграма водяної пари

Погранична крива рідини AK проходить через початок координат, бо в потрібній точці питома ентропія та ентальпія рідини вважаються рівними нулю. Потім наносять ізобари, які в області насиченої пари є одночасно й ізотермами, і мають вигляд прямих ліній, оскільки на $h-s$ діаграмі кутовий коефіцієнт ізобари $(dh/ds)_p = T_s = \text{const}$, тобто в області вологої пари є постійною величиною.

Діаграма $h-s$ у порівнянні з $T-s$ діаграмою має низку суттєвих переваг: для будь-якої точки на $h-s$ діаграмі можна знайти значення параметрів пари p , v , t , h , s , x , а технічна робота і кількість теплоти зображаються відрізками ординат. Це спричинило широке використання $h-s$ діаграми під час розв'язання різних технічних задач (витікання та дроселювання пари, розрахунку парових турбін і т. д.).

Аналіз основних термодинамічних процесів з водяною парою. До задач аналізу термодинамічних процесів з водяною парою входять ті ж самі питання, що і з ідеальним газом: установлення закономірностей зміни термічних (p , v і T) і калоричних (u , h і s) параметрів стану, визначення роботи й теплоти процесу.

Пара, як реальний газ, не підлягає простим закономірностям ідеального газу, тому розрахунки процесів з водяною парою виконують із застосуванням таблиць (більш точно) або графічно за допомогою діаграм. У першому випадку всі необхідні вихідні дані і кінцеві параметри беруть з таблиць насиченої і перегрітої пари. У другому випадку використовується $h-s$ діаграма. До того ж за заданими параметрами встановлюється початковий стан пари, потім проводиться лінія процесу і визначаються параметри його кінцевого стану. Після цього обчислюють зміну питомої внутрішньої енергії Δu , питому роботу l і теплоту q процесу. Графічний метод відрізняється простотою і наочністю.

Розглянемо деякі особливості основних термодинамічних процесів з водяною парою. Для графічного зображення на

діаграмах виберемо початковий стан в області вологої насиченої пари і кінцевий стан в області перегрітої пари.

Ізохорний процес ($v = \text{const}$). З p - v діаграми (рис. 5.4,а) випливає, якщо початковий питомий об'єм вологої пари $v_1 > v_{\text{кр}}$, то при $v = \text{const}$ вологу пару можна перевести в суху насичену і перегріту (пряма 1–2).

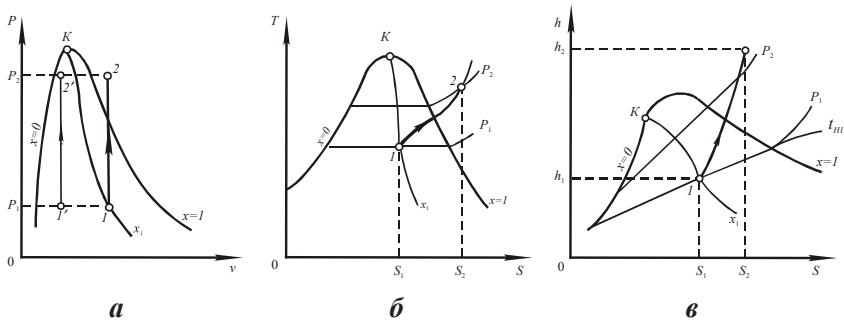


Рис. 5.4. Ізохорна зміна стану пари

Якщо $v_1 < v_{\text{кр}}$, то підведення теплоти до вологої пари (пряма 1'–2') супроводжується не підсушенням, а зволоженням (ступінь сухості вологої пари зменшується). У цьому процесі питома робота розширення $l = 0$, тому у відповідності до Першого закону термодинаміки питома теплота

$$q_v = \Delta u = u_2 - u_1.$$

Оскільки значення питомої внутрішньої енергії в довідкових таблицях не наводяться та їх неможливо отримати безпосередньо з h - s діаграми (рис. 5.4,в), використавши формулу $h = u + pv$, запишемо:

$$q_v = \Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v) - (h_1 - p_1 v),$$

або

$$q_v = h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1).$$

Ізохорний процес на T - s діаграмі (рис. 5.4,**б**) зображається кривою лінією, яка в області вологої пари спрямована випуклістю вгору, а в області перегрітої пари – випуклістю вниз. На h - s діаграмі ізохора в області вологої пари має вигляд кривої, близької до похилої прямої, а в області перегрітої пари – кривої з випуклістю вниз. До того ж на цих діаграмах ізохори йдуть крутіше ізобар. На T - s діаграмі q_v дорівнює площі $12s_2s_1$.

Ізобарний процес ($p = \text{const}$). На p - v діаграмі (рис. 5.5,**а**) ізобара зображається горизонтальною прямою 1–2. В області вологої пари ізобара одночасно є й ізотермою. У разі підведення теплоти волога пара переходить у суху насичену, а потім у перегріту. На T - s діаграмі (рис. 5.5, **б**) в області вологої насиченої пари ізобара також є прямою горизонтальною лінією, а в області перегрітої – кривою з випуклістю вниз, яка спрямована вгору. На h - s діаграмі (рис. 5.5,**в**) ізобара в області вологої пари має вигляд похилої прямої, а в області перегрітої – кривої з випуклістю вниз.

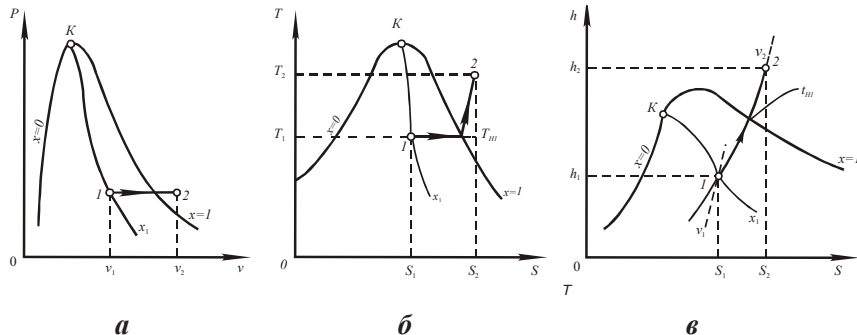


Рис. 5.5. Ізобарна зміна стану пари

Ізотермічний процес ($T = \text{const}$). На p - v діаграмі (рис. 5.6,**а**) ізотерма в області вологої пари зображається відрізком горизонтальної прямої, яка одночасно є ізобарою. В області перегрітої пари вона переходить у гіперболу, більш полого, ніж рівнобічна гіпербола (ізотерма ідеального газу).

До того ж тиск пари зменшується. На T - s діаграмі (рис. 5.6,б) ізотермічний процес зображається відрізком горизонтальної прямої. На h - s діаграмі (рис. 5.6,в) ізотерма в області вологої пари має вигляд похилої прямої, в області перегрітої пари – кривої, яка спрямована випуклістю вверх. Відповідно до віддалення від пограничної кривої пари ця крива асимптотично наближається до горизонталі.

Питома теплота в ізотермічному процесі визначається за формулою

$$q_T = T(s_2 - s_1)$$

і на T - s діаграмі зображається площею $12s_2s_1$.

На відміну від ідеального газу у водяній парі в ізотермічному процесі відбувається зміна питомої внутрішньої енергії

$$\Delta u = u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

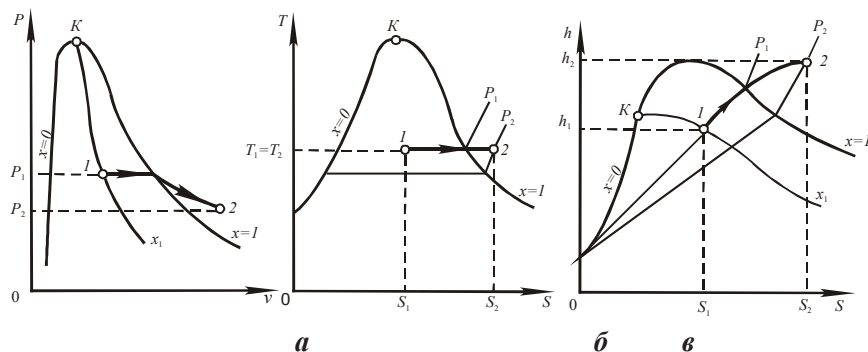


Рис. 5.6. Ізотермічна зміна стану пари

Адіабатний процес ($s = \text{const}$). Рівноважний адіабатний процес протікає за сталої ентропії, тому на T - s і h - s діаграмах (рис. 5.7,б і в) адіабати зображаються відрізком вертикальної прямої. Під час адіабатного розширення волога пара або зволожується, або підсушується залежно від того, ближче до якої пограничної кривої (рідини або пари) розміщена початкова

точка. На p - v діаграмі (рис. 5.7,*а*) адіабатний процес має вигляд кривої, яка нагадує гіперболу. Ця крива може бути приблизно описана емпіричним рівнянням, подібним до рівняння адіабати ідеального газу $pv^k = \text{const}$.

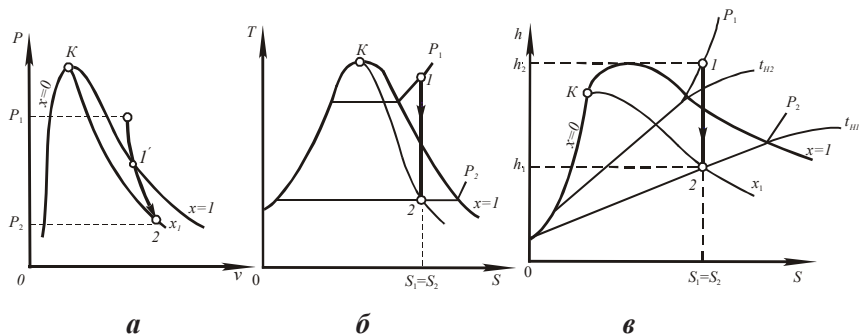


Рис. 5.7. Адіабатна зміна стану пари

У цьому рівнянні показник ступеня k не дорівнює відношенню c_p/c_v , як для ідеального газу, а є емпіричною величиною. В області вологої насиченої пари показник ступеня k визначається за формулою $k = 1,035 + 0,1x$, де значення ступеня сухості x під час розширення пари беруть у початковому, а під час стиснення – у кінцевому стані процесу.

Для адіабати, яка починається або закінчується на пограничній кривій пари ($x=1$), $k=1,135$. Для адіабати, яка повністю розміщена в області перегрітої пари, $k=1,3$. Тому на p - v діаграмі на пограничній кривій пари адіабата має перегин (точка I''). Але під час точних розрахунків цими значеннями k користуватися не можна. Точний розрахунок адіабатних процесів пари здійснюється за допомогою таблиць. В адіабатному процесі $q_s = 0$, тому питома робота розширення здійснюється за рахунок зміни питомої внутрішньої енергії пари

$$\begin{aligned} l_s = -\Delta u &= u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2) = \\ &= h_1 - h_2 - (p_1 v_1 - p_2 v_2). \end{aligned}$$

Ця робота для перегрітої пари може бути обчислена за формулою питомої термодинамічної роботи ідеального газу в адіабатному процесі, яка при $k=1,3$ набуде наступного вигляду:

$$l_s = 3,33 p_1 v_1 \left[1 - (p_2 / p_1)^{0,231} \right].$$

Вологе повітря та його характеристики. У техніці часто використовуються суміші газів з парами, які за певних умов легко конденсуються. Найбільш характерним прикладом парогазових сумішей є атмосферне повітря, у якому завжди знаходяться водяні пари. Суміш сухого повітря з водяною парою називається *вологим повітрям*. Знання властивостей вологого повітря має особливо велике значення для проєктування та експлуатації сушильних і вентиляційно-зволожуючих установок. В атмосферному повітрі зазвичай пар знаходиться під невеликим парціальним тиском і в перегрітому стані. Тому вологе повітря можна розглядати як суміш ідеальних газів, за виключенням того, що за певних умов у ній відбувається конденсація водяної пари (фазове перетворення).

Відповідно до *закону Дальтона*, тиск вологого повітря, яке дорівнює барометричному $p_{\text{бар}}$, являє собою суму парціальних тисків сухого повітря $p_{\text{с.п}}$ і водяної пари $p_{\text{п}}$, тобто

$$p_{\text{бар}} = p_{\text{с.п}} + p_{\text{п}}.$$

Стан перегрітої пари в суміші характеризується на p - v діаграмі точкою A (рис. 5.8).

Суміш сухого повітря і перегрітої пари називається *ненасиченим вологим повітрям*. За заданих температур і тиску вологого повітря завжди існує такий стан, коли в ньому міститься максимально можлива в цих умовах кількість водяної пари. Цьому стану на p - v діаграмі буде відповідати точка B , де водяна пара є сухою насиченою. До того ж густина водяної пари буде максимальною $\rho_{\text{п}}^{\text{max}}$ і дорівнювати густині сухої насиченої пари $\rho_{\text{н}}$ за заданої температури вологого

повітря t , тобто $\rho_{\text{п}}^{\text{max}} = \rho''$. Суміш сухого повітря і сухої насиченої водяної пари називається **насиченим вологим повітрям**. Таким чином, точка B на рис. 5.8 відповідає максимально можливій кількості водяної пари у вологому повітрі за даної температури і є границею насичення.

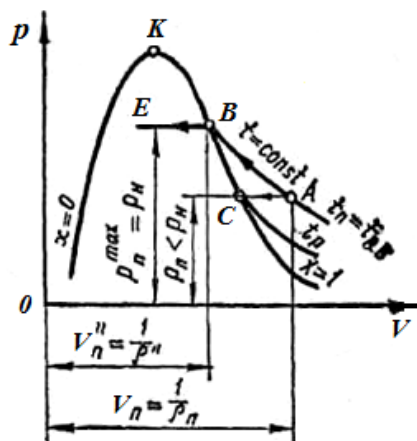


Рис. 5.8. Характеристики вологого повітря

Процес насичення може відбуватися і за незмінною кількістю водяної пари, якщо охолоджувати насичене вологе повітря за постійного парціального тиску пари $p_{\text{п}}$ (процес $A-C$). У точці C пара стає насиченою, і в разі подальшого незначного зниження її температури утворюється туман (відбувається випадіння роси). Температура, до якої необхідно охолоджувати вологе повітря за постійного тиску, щоб воно стало насиченим, називається **температурою точки роси $t_{\text{р}}$** . Отже, температура точки роси в будь-якому стані вологого повітря дорівнює температурі насичення, що відповідає даному парціальному тиску пари, і визначається за таблицями для насиченої пари.

Щоб охарактеризувати пароповітряну суміш, потрібно знати її склад. Про склад вологого повітря судять за його

вологістю і вологовмістом. Розрізняють абсолютну і відносну вологість. **Абсолютною вологістю повітря**, або масовою концентрацією водяної пари в повітрі, називається кількість водяної пари, що приходить на 1 м^3 вологого повітря, тобто

$$m_{\text{п}}/V_{\text{в.п}} = m_{\text{п}}/V_{\text{п}} = \rho_{\text{п}}.$$

Оскільки об'єм вологого повітря $V_{\text{в.п}}$ дорівнює об'єму пари $V_{\text{п}}$, абсолютна вологість повітря чисельно дорівнює густині водяної пари $\rho_{\text{п}}$, що вміщується в ньому.

Відношення абсолютної вологості $\rho_{\text{п}}$ до максимально можливої абсолютної вологості $\rho_{\text{п}}^{\text{max}} = \rho_{\text{п}}$, що відповідає температурі насичення $t_{\text{н}}$, характеризує ступінь насичення і називається **відотною вологістю повітря**:

$$\varphi = \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{п}}^{\text{max}} = \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{п}}.$$

Відносна вологість може змінюватися від $\varphi = 0$ (сухе повітря) до $\varphi = 100\%$ (вологе насичене повітря), тобто $0 \leq \varphi \leq 1$, і характеризує ступінь насичення повітря водяною парою по відношенню до стану повного насичення за тією ж температурою. З урахуванням того, що пара, яка знаходиться в повітрі, розглядається як ідеальний газ, відношення густин на ізотермі AB можна замінити відношенням тисків:

$$\varphi = \rho_{\text{п}}/\rho_{\text{н}} = p_{\text{п}}/p_{\text{н}}.$$

Парціальний тиск у стані насичення $p_{\text{н}}$ знаходять з таблиць для насиченої пари за температурою $t_{\text{н}} = t_{\text{в.п}}$. Парціальний тиск $p_{\text{п}}$ також визначають за цими таблицями, знаючи температуру точки роси $t_{\text{р}}$. Оскільки в процесах з вологим повітрям (підігрів, охолодження) кількість сухого повітря не змінюється, доцільно всі питомі величини відносити до 1 кг сухого повітря. Маса водяної пари, що приходить на 1 кг сухого повітря, називається **вологовмістом**:

$$d = m_{\text{п}}/m_{\text{с.п.}}$$

При введеному припущенні про ідеальність водяної пари та сухого повітря можна записати:

значення d , виражені в кілограмах пари на 1 кг сухого повітря, малі; тому в практичних розрахунках вологовміст d виражають у грамах вологи на кілограм сухого повітря, тобто

$$d = 622 \varphi p_n / (p_{\text{бар}} - \varphi p_n).$$

Густину вологого повітря можна визначити як суму густин пари ρ_n і сухого повітря $\rho_{\text{с.п}}$ за їх парціальних тисків:

$$\rho_{\text{в.п}} = \rho_{\text{с.п}} + \rho_n.$$

Ентальпію вологого повітря відносять до 1 кг сухого повітря або до $(1 + d)$ кг вологого повітря і визначають як суму ентальпій 1 кг сухого повітря і d кг водяної пари:

$$H = h_{\text{с.п}} + h_n d = c_{\text{р.п}} t + h_n d.$$

Діаграма H - d вологого повітря. Основні процеси з вологим повітрям. H - d діаграма широко застосовується під час розрахунків процесів, що забезпечують сушку різних матеріалів і виробів, кондиціонування повітря, вентиляцію та опалення.

Визначення параметрів вологого повітря, дослідження процесів з ним значно спрощується і стають наочними, якщо використовувати H - d діаграму вологого повітря (рис. 5.9).

Процес підігріву повітря на H - d діаграмі зображується вертикальною лінією $d = \text{const}$, оскільки кількість водяної пари в повітрі під час його підігріву не змінюється (лінія AB на рис. 6.9). Стан вологого повітря після підігріву (точка B) можна встановити за температурою повітря за підігрівачем. Процес охолодження повітря протікає також без змін його вологовмісту, якщо під час охолодження повітря не стає насиченим (лінія CD на рис. 6.9). Якщо охолодження повітря відбувається до стану повного насичення з $\varphi = 100\%$ (лінія CE), то перетин лінії $d = \text{const}$ з лінією $\varphi = 100\%$ (точка E)

Psychrometric chart showing the relationship between humidity ratio (d , g/kg dry air) and enthalpy (H , kJ/kg dry air). The chart includes lines for constant dry-bulb temperature ($t = \text{const}$), constant wet-bulb temperature ($\phi = \text{const}$), and constant relative humidity ($\phi = \text{const}$). A saturation curve is shown on the left. A process line is drawn from point A to point B, and another from point C to point D. The chart is labeled with "Парціальний тиск водяної пари $p_v = f(d)$ " and "Вологовміст d , г на 1 кг сухого повітря".

73

Тема 6. Витікання газів та пари. Дроселювання

У багатьох галузях техніки широко застосовуються машини та апарати, у яких робоче тіло перебуває в безперервному русі (поток). До того ж речовина надходить до одного місця системи зі швидкістю w_1 і параметрами p_1, v_1, T_1 , а в іншому – видаляється зі швидкістю w_2 і параметрами p_2, v_2, T_2 . Приклади таких систем: ділянка каналу змінного перерізу, турбіни, компресори, парові котли.

Для термодинамічного аналізу потоку беруться такі припущення:

– змінну за поперечним перерізом потоку швидкість (біля стінки каналу вона дорівнює нулю і максимальна на вісі каналу) замінюють середнім значенням w , яке визначається виразом

$$w = m / (\rho f) = mv / f ,$$

де m – масова витрата; ρ – густина потоку; f – площа поперечного перерізу каналу;

– розглядають тільки такий потік, у якому швидкість та інші параметри в кожному його перерізі не змінюються в часі, тобто *стаціонарний потік*

$$mv = fw. \quad (6.1)$$

Рівняння (6.1) відображає умову *нерозривності (суцільності) потоку*.

Рівняння Першого закону термодинаміки для потоку речовини. Розглянемо відкриту (проточну) систему зі стаціонарним потоком речовини, до якої підводиться питома теплота q , а також підводиться (у компресорі) або відводиться (у турбіні) **питома технічна робота** на валу $l_{\text{техн}}$. Технічна робота – це робота робочого тіла в проточній системі, яка не пов'язана з деформацією границь системи, тобто зміною її об'єму. На відміну від закритих у відкритих системах, потік робочого тіла несе із собою, крім внутрішньої енергії також і кінетичну енергію

свого руху. У деяких випадках необхідно враховувати зміну потенціальної енергії робочого тіла в полі зовнішніх сил. Під час введення робочого тіла необхідно долати дію внутрішнього тиску в системі. Отже, над робочим тілом, що надходить до системи, має бути здійснена деяка робота зовнішньої сили – **робота введення** ($-p_1 V_1$), яка збільшує повну енергію системи. Під час виведення робочого тіла із системи має витратитися робота на подолання тиску зовнішнього середовища – **робота виведення** робочого тіла ($p_2 V_2$). Роботу введення – виведення робочого тіла називають **роботою проитовхування**:

$$l_{\text{пр}} = p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Математичний вираз **Першого закону термодинаміки для потоку** в інтегральній формі:

$$q = u_2 - u_1 + w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2 + g(z_2 - z_1) + l_{\text{техн}} + l_{\text{пр}},$$

або з урахуванням того, що $h = u + pv$,

$$q = h_2 - h_1 + w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2 + g(z_2 - z_1) + l_{\text{техн}}.$$

У диференціальній формі:

$$\delta q = dh + d(w^2 / 2) + g dz + \delta l_{\text{техн}}.$$

Отже, теплота, що підводиться до потоку речовини, витрачається на зміну ентальпії, кінетичної і потенціальної енергії речовини, а також на виконання технічної роботи.

Вираз Першого закону термодинаміки для потоку має наступний вигляд:

$$q = \Delta h + l_{\text{наєв}}.$$

Оборотне витікання газів та пари через сопла та дифузори. Течія газів і пари по каналах є важливою частиною робочого процесу багатьох пристроїв в енергетичних установках насамперед різних турбомашин і струминних апаратів. Канали, у яких відбувається прискорена течія газів і пари ($dw > 0$) зі зменшенням тиску, називаються **соплами**, а канали, у яких відбувається сповільнена течія газів і пари ($dw < 0$)

і підвищення тиску – **дифузорами**. Сопла та дифузори бувають звуженими і розширеними. Течію в соплах часто називають **витіканням**. За певних умов його можна розглядати як оборотний процес:

а) близькість станів робочого тіла в будь-якому перерізі каналу до рівноважного;

б) відсутність тертя, завихрень та інших опорів течії;

в) можливість повного обернення процесу течії за послідовних сполучень сопел і дифузоров, тобто за сполучень прискорених і сповільнених потоків.

Окремий випадок становить нерівноважна течія газів і пари за практично незмінної швидкості ($dw=0$), але за наявності більш-менш значних місцевих опорів. Така течія має назву **дроселювання**.

Технічна робота в соплах та дифузорах не здійснюється, тому рівняння Першого закону термодинаміки для потоку має наступний вигляд:

$$\delta q = dh + d\left(w^2 / 2\right).$$

З іншого боку, для об'єму робочого тіла, яке рухається в потоці без тертя, можна застосувати вираз Першого закону термодинаміки для закритої системи

$$\delta q = dh - vdp.$$

Якщо прирівняти праві частини двох останніх рівнянь, отримаємо

$$wdw = -vdp. \quad (6.2)$$

З (6.2) випливає, що dw і dp завжди мають протилежні знаки. Отже, збільшення швидкості течії в соплах ($dw > 0$) можливе лише в разі зменшення тиску в ньому ($dp < 0$). Навпаки, гальмування потоку в дифузорах ($dw < 0$) супроводжується збільшенням тиску ($dp > 0$).

Оскільки довжина сопел і дифузоров мала і час перебування потоку в них незначний, теплообміном між стінками цих каналів та потоком можна знехтувати і витікання вважати

адіабатним ($q=0$). До того ж рівняння Першого закону термодинаміки для потоку за $l_{\text{техн}}=0$ набуде наступного вигляду:

$$w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2 = h_1 - h_2. \quad (6.3)$$

Отже, прискорення адіабатного потоку відбувається за рахунок зменшення ентальпії $dh < 0$, а сповільнення потоку викликає її збільшення ($dh > 0$).

Для рівноважного адіабатного потоку

$$h_1 - h_2 = \int_{p_2}^{p_1} v dp = l_{\text{наяв}},$$

тобто наявна робота під час адіабатного розширення дорівнює *наявному теплоперепаду* $\Delta h_0 = h_1 - h_2$.

Швидкість витікання та масова витрата ідеального газу через сопла. Розглянемо процес рівноважного (без тертя) адіабатного витікання газу через сопло з резервуару, у якому газ має параметри p_1 , v_1 , T_1 . Швидкість газу на вході до сопла позначимо через w_1 . Будемо вважати, що тиск газу на виході із сопла p_2 дорівнює тиску середовища, у яке витікає газ.

Задачами термодинамічного аналізу витікання (розрахунку сопла) є визначення швидкості газу на виході із сопла, витрати газу, а також площі вихідного перерізу і профілю (форми) сопла.

Швидкість адіабатного витікання можна знайти з рівняння (6.3)

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_1^2}. \quad (6.4)$$

У багатьох випадках $w_2 \gg w_1$, тоді (якщо площа вхідного перерізу сопла достатньо велика) можна взяти $w_1=0$ і тоді матимемо

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0}, \quad (6.5)$$

де Δh_0 – питомий *наявний адіабатний теплоперепад*. Для водяної пари Δh_0 зручно визначати з h -s діаграми (рис. 9.3), де

пряма 1–2 зображає процес адіабатного витікання. Якщо Δh_0 виразити в кДж/кг, формула (9.15) набуде наступного вигляду:

$$w_2 = \sqrt{2 \cdot 1000(h_1 - h_2)} = 44,72\sqrt{h_1 - h_2}.$$

Вираз для швидкості адіабатного витікання ідеального газу:

$$w_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (6.6)$$

Масову секундну витрату газу m через сопло перерізом f_2 (площа вихідного перерізу) можна визначити за допомогою рівняння

$$m = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[(p_2 / p_1)^{2/k} - (p_2 / p_1)^{(k+1)/k} \right]}. \quad (6.7)$$

Аналіз рівняння масової витрати ідеального газу і критичний тиск. З виразу (9.17) випливає, що для даного ідеального газу і визначених p_1 , v_1 масова витрата газу під час витікання залежить тільки від відношення тисків $p_2 / p_1 = \beta$.

При $p_2 = p_1$ ($\beta = 1$) витрата дорівнює нулю. Зі зменшенням тиску середовища p_2 витрата газу збільшується і досягає максимального значення при $p_2 / p_1 = \beta_{\text{кр}}$. У разі подальшого зменшення відношення p_2 / p_1 значення m за формулою (6.7) зменшується і при $p_2 / p_1 = 0$ стає рівним нулю. Порівняння описаної залежності з експериментальними даними показало, що для $\beta_{\text{кр}} < p_2 / p_1 < 1$ результати дослідів повністю збігаються з даними аналізу рівняння (6.7), а для $0 < p_2 / p_1 < \beta_{\text{кр}}$ вони розходяться.

Для пояснення цього розходження теорії з експериментом запропонована гіпотеза: у звуженому соплі неможливо отримати тиск газу нижчий критичного значення $p_{\text{кр}}$, яке відповідає максимальній витраті газу через сопло. Для значень $0 < p_2 / p_1 < \beta_{\text{кр}}$ тиск у гирлі звуженого сопла перестає бути рівним тиску середовища p_2 , куди відбувається витікання,

і, навіть не зважаючи на зниження тиску середовища до повного вакууму, залишається постійним і рівним **критичному тиску** $p_{кр}$. Для значень $\beta_{кр} < p_2/p_1 < 1$ тиск у гирлі звуженого сопла дорівнює тиску середовища p_2 , тому теорія збігається з дослідними даними.

Якщо швидкість витікання досягає швидкості звуку, хвиля розрідження, яка виникає під час подальшого зменшення тиску середовища за соплом, не може передаватись до його гирла, оскільки відносна швидкість її розповсюдження $(a - w)$ буде дорівнювати нулю. Починаючи з цього моменту, тиск у гирлі сопла буде незмінним (критичним), швидкість витікання залишиться рівною швидкості звуку, а витрата газу – максимальною, незважаючи на зниження тиску середовища за соплом. Отже, швидкість витікання зі звужуваного сопла не може бути більше швидкості звуку в газі. Тиск p_2 і швидкість w_2 , за яких устанавлюється максимальна масова витрата, називаються **критичними** ($p_{2кр}$, $w_{2кр}$). Критична швидкість витікання дорівнює швидкості звуку і тому її називають *звуковою*.

Використовуючи вираз (6.7), можна знайти значення критичного відношення тисків $\beta_{кр}$, за якого масова витрата середовища буде максимальною. Для цього вираз (6.7) необхідно здиференціювати за $p_2/p_1 = \beta$ і отриману похідну прирівняти до нуля. Тоді

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (6.8)$$

Величина $\beta_{кр}$ залежить тільки від показника адіабати k , тобто від природи робочого тіла: для одноатомного газу $k=1,66$ і $\beta_{кр}=0,49$; для двоатомного газу $k=1,4$ і $\beta_{кр}=0,528$; для багатоатомних газів і перегрітої пари $k=1,3$ і $\beta_{кр}=0,546$.

За допомогою рівняння (6.8) можна визначити критичний тиск у вихідному перерізі сопла, за якого витрата газу через сопло досягає максимальної величини

$$p_{кр} = \beta_{кр} p_1. \quad (6.9)$$

За заданого початкового тиску p_1 критичний тиск $p_{кр}$ – найменший тиск, який установлюється у вихідному перерізі звуженого сопла.

Критична швидкість і максимальна витрата ідеального газу під час витікання через сопло. Критична швидкість установлюється в гирлі сопла під час витікання у навколишнє середовище з тиском, який дорівнює або нижче критичного. Її можна визначити з рівняння (6.6), якщо підставити в нього замість відношення p_2/p_1 значення $\beta_{кр}$ з (6.8),

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_1}. \quad (6.10)$$

Критична швидкість залежить тільки від природи газу та його початкових параметрів. Покажемо, що критична швидкість дорівнює швидкості звуку в газі за критичних параметрів $p_{кр}$ і $v_{кр}$. З рівняння адіабати $pv^k = \text{const}$ витікає, що $v_1 = v_{кр} (p_{кр}/p_1)^{1/k}$. З урахуванням (6.8) отримаємо

$$v_1 = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (6.11)$$

Підставляючи значення v_1 з (9.21) і значення p_1 з (6.9) у (6.10), отримаємо

$$w_{кр} = \sqrt{kp_{кр} v_{кр}}. \quad (6.12)$$

З курсу фізики відомо, що $\sqrt{kp_{кр} v_{кр}} = a$ є швидкість розповсюдження звуку в середовищі з параметрами $p = p_{кр}$ і $v = v_{кр}$. Таким чином, критична швидкість газу під час витікання дорівнює місцевій швидкості звуку у вихідному перерізі сопла.

Максимальну секундну масову витрату газу можна визначити з рівняння (6.7) за $p_2/p_1 = \beta_{кр}$ з (6.8)

$$m_{\max} = m_{кр} = f_{\min} \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}.$$

Максимальна витрата газу визначається станом газу на вході до сопла p_1 і V_1 , величиною вихідного перерізу сопла $f_{\min}$ і показником адіабати газу k , тобто його природою.

Основні закономірності течії ідеального газу каналами змінного перерізу (у соплах та дифузорах). Рівняння суцільності визначає умови нерозривності потоку й показує, що форма каналу залежить від зміни об'єму газу і його швидкості. Дослідимо це рівняння під час адіабатного витікання ідеального газу.

Після диференціювання рівняння адіабати $pv^k = \text{const}$, та зробивши певні перетворення, отримаємо:

$$\frac{df}{f} = dp(a^2 - w^2) \frac{1}{w^2 k p}. \quad (6.13)$$

Проаналізуємо рівняння (6.13) стосовно двох каналів: сопла та дифузора.

Нехай рух газу здійснюється через сопло ($dw > 0$ і $dp < 0$). З рівняння (6.13) витікає, що знак df у цьому випадку протилежний знаку $(a^2 - w^2)$. Якщо $(a^2 - w^2) > 0$, $w < a$ і $df < 0$: для прискореного руху в області дозвукових швидкостей переріз сопла повинен уздовж потоку зменшуватися (сопло звужене). Якщо $(a^2 - w^2) < 0$, $w > a$ і $df > 0$: для прискореного руху в області надзвукових швидкостей переріз сопла повинен збільшуватися (сопло розширене). У самому вузькому перерізі сопла швидкість газу дорівнює швидкості звуку, що і є найбільшим значенням швидкості газу під час його адіабатного витікання зі звуженого сопла ($df < 0$). Для отримання надзвукових швидкостей газу в соплах необхідно, щоб вони мали спочатку звужену частину, а потім розширену. Таке комбіноване сопло вперше було застосовано К.Г. Лавалем для отримання надзвукових швидкостей пари. Зараз сопла Лавалю застосовують у реактивних двигунах літаків та ракет.

Нехай рух газу здійснюється через дифузор ($dw < 0$ і $dp > 0$). З рівняння (6.13) витікає, що знак df у цьому випадку

збігається зі знаком $(a^2 - w^2)$. Якщо $(a^2 - w^2) > 0$, $w < a$ і $df > 0$: для сповільненого руху в області дозвукових швидкостей переріз дифузора повинен уздовж потоку збільшуватися. Якщо $(a^2 - w^2) < 0$, $w > a$ і $df < 0$: для сповільненого руху в області надзвукових швидкостей переріз дифузора повинен зменшуватися.

Таким чином, залежно від швидкості газу на вході той самий канал може бути і соплом, і дифузором. Треба підкреслити ще один істотний висновок, який характеризує особливості течії під час переходу через критичну швидкість ($w = a$): безперервний перехід швидкості руху через швидкість звуку вимагає обернення зовнішнього впливу у критичному перерізі (закон обернення впливів).

З наведеного вище випливає, що для випадку геометричного впливу на потік цей вплив (зміна площі поперечного перерізу каналу df) у критичному перерізі змінює свій знак, а величина f проходить через мінімум, тобто критичний переріз, у якому швидкість руху чисельно дорівнює місцевій швидкості звуку.

Випадки витікання ідеального газу зі звуженого сопла.

Перший випадок. Тиск зовнішнього середовища більше критичного ($\beta_{кр} < p_2 / p_1 < 1$). За цих умов використовується весь перепад тиску від p_1 до p_2 і відбувається повне розширення газу. Швидкість газу у вихідному перерізі сопла менше швидкості звуку. Тиск газу у вихідному перерізі сопла дорівнює тиску зовнішнього середовища ($p_{вих} = p_2$). Швидкість витікання і масова витрата газу за заданого вихідного перерізу визначаються за формулами (6.6) і (6.7).

Площу вихідного перерізу сопла f_2 можна визначити за формулою (6.7)

$$f_2 = \frac{m}{\sqrt{2[k / (k - 1)](p_1 / v_1) \left[(p_2 / p_1)^{2/k} - (p_2 / p_1)^{(k+1)/k} \right]}}.$$

Другий випадок. Тиск зовнішнього середовища менше критичного ($0 < p_2/p_1 < \beta_{кр}$). За цих умов використовується не весь перепад тиску від p_1 до p_2 , а тільки його частина від p_1 до $p_{кр}$. Відбувається неповне розширення газу, і швидкість газу у вихідному перерізі звужуваного сопла дорівнює критичній швидкості (місцевій швидкості звуку). Тиск у гирлі сопла дорівнює критичному тиску: $p_{кр} = p_1 \beta_{кр}$.

Площа вихідного перерізу сопла за заданої витрати (мінімальний переріз) визначається за формулою

$$f_{\min} = \frac{m_{\max}}{\sqrt{2[k/(k+1)](p_1/v_1)[2/(k+1)]^{2/(k-1)}}}.$$

Витікання ідеального газу з комбінованого сопла Лавалю. Комбіноване сопло Лавалю призначено для використання великих перепадів тиску і для отримання швидкостей витікання, які перевищують швидкість звуку. Сопло Лавалю складається з короткої звуженої ділянки і розширеної конічної насадки (рис. 6.1).

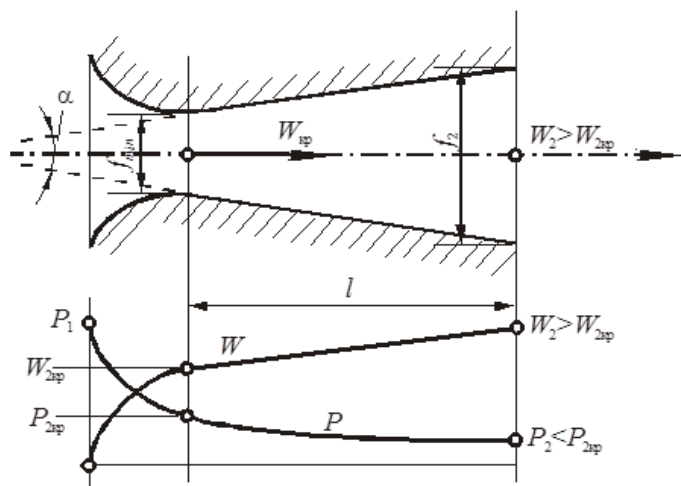


Рис. 6.1. Комбіноване сопло Лавалю

Досліди показують, що кут конусності розширеної частини має бути $\alpha = 8\text{--}12^\circ$ з умови безвідривної течії і мінімальних втрат. За більших кутів спостерігається відрив течії від стінок каналу. Під час витікання газу з комбінованого сопла до навколишнього середовища з тиском менше критичного в найбільш вузькому перерізі сопла встановлюються критичний тиск $p_{\text{кр}}$ і критична швидкість $w_{\text{кр}}$. У розширній частині сопла відбувається подальше збільшення швидкості газу і падіння тиску до тиску зовнішнього середовища.

Швидкість витікання і масова витрата ідеального газу (за заданої площі f_2) визначаються за формулами (6.6) і (6.7).

Довжину звужуваної частини беруть рівною діаметру критичного перерізу сопла або з конструктивних міркувань. Довжина розширної частини сопла визначається за виразом

$$l = (D - d) / [2 \operatorname{tg}(\pm 2)],$$

де α – кут конусності сопла; D – діаметр вихідного перерізу сопла; d – діаметр сопла в мінімальному перерізі.

Витікання газів з урахуванням тертя (дійсний процес витікання). Отримані вище формули швидкості витікання і масової витрати газу справедливі тільки для оборотного процесу витікання, бо не враховують сили тертя між робочим тілом і стінками каналу та внутрішнє тертя між струминками потоку внаслідок різниці швидкостей у перерізі каналу, а також завихрення в потоці. Наявність тертя потребує витрати частини енергії потоку на його подолання. Унаслідок цього дійсна швидкість витікання буде менше теоретичної за того ж перепаду тиску.

Відношення дійсної швидкості газу w_d під час необоротного витікання газу із сопла до теоретичної швидкості w під час оборотного витікання за однакових початкових та кінцевих тисків і нульовій початковій швидкості називають **швидкісним коефіцієнтом сопла**:

$$\Phi_{\text{шв}} = w_d / w.$$

Цей коефіцієнт $\phi_{\text{шв}}$, згідно з дослідними даними, для добре оброблених каналів змінюється від 0,96 до 0,98 (значення $\phi_{\text{шв}}$ наводять у спеціальних курсах паротурбінних установок і загальної теплотехніки).

Наявність сил тертя робить адіабатний процес необоротним. Кінетична енергія потоку, яка витрачається на подолання сил тертя, переходить у теплоту, яка сприймається робочим тілом, збільшуючи його ентальпію та ентропію під час виходу з каналу.

Утрати кінетичної енергії:

$$\begin{aligned}\Delta h_{\text{втрат}} &= (w^2 - w_{\text{д}}^2) / 2 = (w^2 - \phi_{\text{шв}}^2 w^2) / 2 = \\ &= (1 - \phi_{\text{шв}}^2)(w^2 / 2) = \xi(w^2 / 2) = \xi'' h_0,\end{aligned}\quad (6.14)$$

де Δh_0 – теоретичний (наявний) питомий теплоперепад.

Величину $\xi = (1 - \phi_{\text{шв}}^2)$ називають коефіцієнтом утрати енергії з (6.14) він дорівнює відношенню втрат у соплі до наявного теплоперепаду: $\xi = \Delta h_{\text{втрат}} / \Delta h_0$. Отже, дійсний корисно використаний питомий теплоперепад $\Delta h_{\text{д}}$ буде меншим за теоретичний Δh_0 на величину втрат $\Delta h_{\text{втрат}}$, тобто $\Delta h_{\text{д}} = \Delta h_0 - \Delta h_{\text{втрат}}$.

Відношення дійсної кінетичної енергії робочого тіла $w_{\text{д}}^2 / 2$ до теоретичної $w^2 / 2$ називають **коефіцієнтом корисної дії каналу** і позначають $\eta_{\text{к}}$:

$$\eta_{\text{к}} = (w_{\text{д}}^2 / 2) / (w^2 / 2) = \phi_{\text{шв}}^2 \cdot w^2 / w^2 = \phi_{\text{шв}}^2. \quad (6.15)$$

Коефіцієнт корисної дії каналу дорівнює квадрату коефіцієнта швидкості газу. Теплота тертя без урахування початкової швидкості визначається наступним чином:

$$q_{\text{тер}} = \xi(w / 2)^2 = \xi(h_1 - h_2),$$

де h_1, h_2 – ентальпії робочого тіла на початку і в кінці оборотного адіабатного (ізоентропійного) процесу розширення.

Витікання водяної пари. Для водяної пари всі формули й закономірності теорії витікання ідеального газу можна

застосовувати тільки для наближених обчислень, якщо вважати для перегрітої пари значення $k=1,3$, а для сухої насиченої пари $k=1,135$.

У випадках, коли доводиться користуватися рівняннями, у які входить показник адіабати k , його значення необхідно визначати в кожному окремому випадку за параметрам початкових і кінцевих станів процесу витікання реального газу:

$$k = \ln(p_1 / p_2) / \ln(v_2 / v_1). \quad (6.16)$$

Найбільш доцільно обчислення швидкості витікання і масової витрати робочого тіла здійснювати за допомогою h - s діаграми даної речовини.

Якщо швидкість витікання менше критичної, її розраховують за формулою

$$w = 44,72 \sqrt{h_1 - h_2}, \quad (6.17)$$

де h_1 і h_2 визначають за допомогою таблиць або h - s діаграм (у кДж/кг) за початковими параметрами і кінцевому тиску, виходячи з умови адіабатного процесу $s_1 = s_2$.

Під час критичного режиму витікання швидкість витікання водяної пари визначають за формулою

$$w_{\text{кр}} = 44,72 (h_1 - h_{\text{кр}})^{0,5}.$$

При цьому h_1 (кДж/кг) береться з таблиць або h - s діаграми водяної пари за початковими параметрами. Значення ентальпії $h_{\text{кр}}$ безпосередньо визначити неможливо, бо невідома величина критичного тиску. Тому рекомендується параметри пари у критичному перерізі визначати з деякою похибкою, використовуючи залежності, які справедливі для ідеального газу, методом послідовних наближень. Для цього спочатку задаються значенням $k=1,3$ і за допомогою співвідношення $p_{\text{кр}}/p_1 = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}$ знаходять $p_{\text{кр}}$. Потім з таблиць водяної пари, урахувавши, що $s_1 = s_{\text{кр}}$, за $p_{\text{кр}}$ і $s_{\text{кр}}$ визначають питомий об'єм у критичному перерізі $v_{\text{кр}}$. Далі за допомогою співвідношення (6.16) при $p_2 = p_{\text{кр}}$

і $v_2 = v_{кр}$ знаходять нове значення коефіцієнта k , за яким знову обчислюють $p_{кр}$. Цю операцію повторюють до тих пір, поки значення $p_{кр}$, за яким обчислюють k , не совпаде зі значенням його, обчисленим за формулою для $p_{кр}/p_1$. Цей метод є наближеним, але, як показує практика, він дає здебільшого достатньо добрий результат.

Швидкість витікання водяної пари з комбінованого сопла визначається за формулою (6.17), де h_1 – питома ентальпія водяної пари на вході до сопла, кДж/кг; h_2 – питома ентальпія пари середовища, куди відбувається витікання, кДж/кг. Під час необоротного процесу витікання $w_d = 44,72 (h_1 - h_{2д})^{0,5}$. Масова витрата визначається з рівняння суцільності $m = f_2 w / v_2$; для критичного режиму витікання $m_{max} = f_{min} w_{кр} / v_{кр}$.

Тема 7. Робочі процеси в компресорах

Під нагнітанням розуміють сукупність процесів, за допомогою яких досягається підвищення тиску газоподібних тіл з подальшою подачею їх до місця використання. Ці процеси здійснюють за допомогою машин, які називають **нагнітачами**. До них належать різні типи компресорів, вентилятори, повітрорудки.

Основні стадії процесу нагнітання: наповнення нагнітачів робочим тілом, підвищення його тиску під час стиснення і наступне виштовхування до збірного резервуара. Для проведення процесу нагнітання газу необхідно передати енергію ззовні. Здебільшого енергія передається газу у формі роботи, і тоді нагнітачі називаються **механічними**. Другий тип становлять **струминні нагнітачі**, або **інжектори**, у яких використовується кінетична енергія додаткового газу або пари.

Розглянемо **механічні компресори**. За принципом дії їх можна поділити на дві групи: **об'ємні** (або **бездифузорні**) і **лопатні** (або **дифузорні**). У компресорах першої групи підвищення тиску досягається шляхом безпосереднього зменшення об'єму газу за рахунок зближення обмежуючих стінок, тобто енергія витрачається на зменшення об'єму газу. До таких компресорів належать **поршневі** та **ротаційні**. У компресорах другої групи стиснення відбувається у два етапи: спочатку газу в лопатних каналах завдяки обертанню ротора передається значна швидкість (кінетична енергія), а потім у спеціальних нерухомих каналах (дифузорах) кінетична енергія потоку перетворюється в потенціальну, тобто внаслідок зменшення швидкості підвищується тиск потоку. До таких компресорів належать **відцентрові** та **осьові**.

Поршневий компресор (рис. 7.1) складається з циліндра 1, усередині якого переміщується поршнінь 2, здійснюючи зворотно-поступальний рух за допомогою колінчастого вала 6 і шатуна 5. Крайні положення поршня називають **мертвими**

точками, а відстань між ними – *ходом поршня*. Під час руху поршня зліва направо відбувається всмоктування газу за відкритого клапана 3 і заповнення газом циліндра. Під час зворотного руху поршня газ стискається до потрібного тиску і виштовхується через клапан 4. Кількість газу, який стискається у компресорі за одиницю часу, називають **продуктивністю** компресора. Продуктивність компресорів вимірюється в кубічних метрах (приведених до нормальних умов) за годину або хвилину.

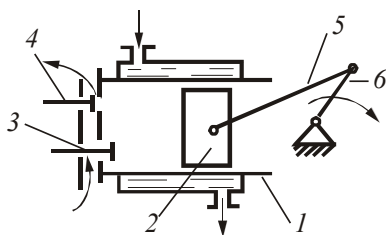


Рис. 7.1. Схема поршневого компресора

Задачею термодинамічного аналізу нагнітання є встановлення умов, які можуть забезпечити найбільшу ефективність компресора, тобто найменшу витрату зовнішньої роботи на нагнітання.

Загальний вираз **питомої роботи нагнітання**, отриманий на основі рівняння Першого закону термодинаміки для потоку:

$$l_n = h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2) / 2 + q_{\text{охл}}, \quad (7.1)$$

де $q_{\text{охл}}$ – питома теплота, відведена від компресора під час його охолодження.

Для більшості компресорів різниця швидкостей на вході і на виході з нього мала, тобто $w_1 \approx w_2$, тоді

$$l_n = h_2 - h_1 + q_{\text{охл}}. \quad (7.2)$$

Вираз (7.2) є **основним рівнянням термодинаміки нагнітання**. Він справедливий і для охолоджуваних, і для

неохолоджуваних нагнітників (в останньому випадку $q_{\text{охл}}=0$). Ним можна користуватися в розрахунках нагнітачів.

Робота нагнітання одноступінчастого компресора. Для подальшого аналізу розглянемо в p - v і T - s координатах процес стиснення (рис. 7.2).

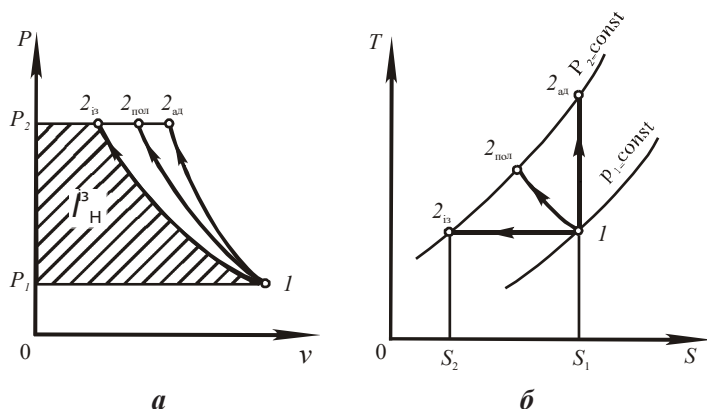


Рис. 7.2. Процес стиснення в p - v координатах (а) і T - s координатах (б)

Залежно від питомої кількості теплоти, яка відводиться в процесі, $q_{\text{охл}}$, стиснення може бути ізотермічним $1-2_{\text{из}}$ (повністю охолоджувані компресори), адіабатним $1-2_{\text{ад}}$ (повністю неохолоджувані компресори) і політропним $1-2_{\text{пол}}$.

Під час **ізотермічного стиснення** питома робота нагнітання відповідає пл. $12_{\text{из}}p_2p_11$ і визначається виразом (7.2).

Для ідеального газу $h_2 \approx h_1$. Отже, робота нагнітання дорівнює роботі ізотермічного стиснення:

$$l_{\text{H}}^{\text{из}} = q_{\text{охл}} = RT \ln(p_2 / p_1), \quad (7.3)$$

$$l_{\text{H}}^{\text{из}} = T(s_1 - s_2). \quad (7.4)$$

Під час **адіабатного стиснення** ідеального газу, коли $q_{\text{охл}}=0$, маємо:

$$l_{\text{H}}^{\text{ад}} = h_2 - h_1. \quad (7.5)$$

Цю ж роботу можна визначити як наявну роботу адіабатного процесу:

$$l_{\text{н}}^{\text{ад}} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 [(p_2 / p_1)^{(k-1)/k} - 1]. \quad (7.6)$$

Отже, робота нагнітання у k разів більше роботи адіабатного стиснення.

Під час *політропного стиснення* ідеального газу питома робота нагнітання визначається аналогічним виразом:

$$l_{\text{н}}^{\text{пол}} = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 [(p_2 / p_1)^{(n-1)/n} - 1], \quad (7.7)$$

де n – показник політропи (для частково охолоджуваних компресорів $1 < n < k$).

До того ж питома кількість відведеної теплоти може бути обчислена за формулою

$$q_{\text{охл}} = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_2). \quad (7.8)$$

Показник політропи дійсного процесу стиснення залежить від інтенсивності відведення теплоти від газу в компресорі: у поршневих – $1 < n < k$, а в неохолоджуваних (відцентрових та осьових) – $n > k$.

Ефективність роботи реального компресора визначається відносним внутрішнім ККД.

Досконалість охолоджуваних компресорів оцінюється *ізотермічним ККД*:

$$\eta_{\text{із}} = l_{\text{н}}^{\text{із}} / l_{\text{к}}, \quad (7.9)$$

а неохолоджуваних компресорів – *адіабатним ККД*:

$$\eta_{\text{ад}} = l_{\text{н}}^{\text{ад}} / l_{\text{к}}, \quad (7.10)$$

де $l_{\text{н}}^{\text{із}}$ і $l_{\text{н}}^{\text{ад}}$ – теоретична робота нагнітання за формулами (7.3) і (7.6); $l_{\text{к}}$ – дійсна робота нагнітання. Значення $\eta_{\text{із}}$ і $\eta_{\text{ад}}$ одержують експериментально.

Механічні втрати, які безпосередньо не впливають на термодинамічні характеристики процесу нагнітання, ураховують **механічним ККД** нагнітача η_m . Добуток ізотермічного або адіабатного ККД на механічний називають **ефективним ККД** компресора:

$$\eta_k = \eta_{iz} \eta_m \text{ або } \eta_k = \eta_{ad} \eta_m . \quad (7.11)$$

Ефективна потужність, що витрачається на привід двигуна компресора для стиснення m (кг/с) газу, визначається виразом

$$N = ml_n / \eta_k . \quad (7.12)$$

З аналізу термодинамічних процесів стиснення в p - v координатах (рис. 7.2,*а*) витікає, що найменша витрата питомої роботи нагнітання відповідає ізотермічному стисненню. У разі збільшення показника політропи площа між кривою процесу і віссю ординат зростає, і витрата питомої роботи нагнітання збільшується.

В одноступінчастому компресорі отримати високий тиск неможливо. Крім того, у разі високого тиску температура стисненого газу може перевищити температуру самозаймання мастила в циліндрі, що неприпустимо. Тому одноступінчасті компресори застосовують для стиснення газу до 0,6–1,0 МПа.

Багатоступінчастий компресор. Для отримання стисненого газу більш високого тиску застосовують багатоступінчасті компресори з проміжним охолодженням газу після кожного ступеня. Схема двоступінчастого поршневого компресора зображена на рис. 7.3.

Тут повітря після стиснення в першому ступені I (адіабатний процес 1–2 на рис. 7.4) надходить до холодильника, усередині якого знаходиться змійовик, охолоджуваний водою. Після ізобарного охолодження (процес 2–3) до початкової температури повітря подається до другого ступеня II, де остаточно стискається (адіабатний процес 3–4) до потрібного тиску p_3 . Заштриховна на рис. 7.4,*а* площа 2344'2 відповідає економії

витрат питомої енергії на стиснення за рахунок проміжного охолодження повітря.

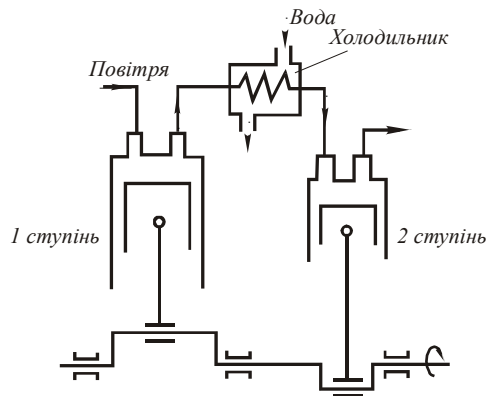


Рис. 7.3. Багатоступінчастий компресор

Розрахунки показують, що найменша питома робота під час багатоступінчастого стиснення буде в тому випадку, коли відношення тисків у кожному ступені однакове для всіх ступенів, тобто $p_2/p_1 = p_4/p_3 = \beta_{\text{ст}}$.

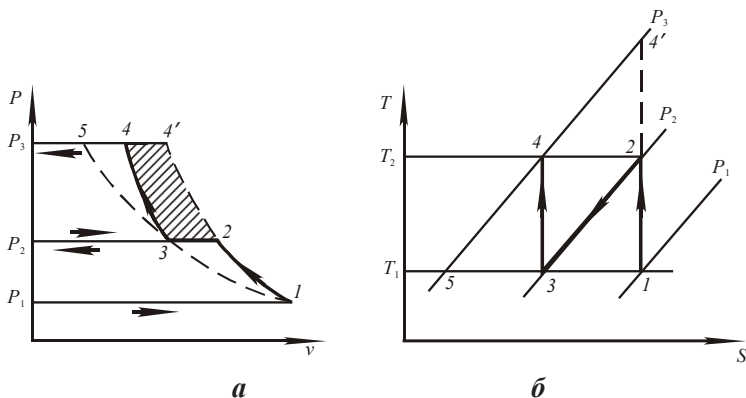


Рис. 7.4. Графіки процесу стиснення у двоступінчастому компресорі в p - v координатах (а) і T - s координатах (б)

За однакових відношень тисків $\beta_{\text{ст}}$ у всіх ступенях компресора, початкових температур ($T_1 = T_3$) і показниках адіабати (політропи) процесів стиснення будуть рівні між собою і кінцеві температури газу в окремих ступенях компресора ($T_2 = T_4$). У цьому випадку ступінь підвищення тиску в кожному ступені компресора визначається виразом

$$\beta_{\text{ст}} = \sqrt[z]{p_{\text{кін}} / p_{\text{поч}}}, \quad (7.13)$$

де z – кількість ступенів компресора; $p_{\text{поч}}$ – тиск газу на вході до першого ступеня; $p_{\text{кін}}$ – тиск газу, який виходить з останнього ступеня компресора.

У разі рівності кінцевих температур на виході з кожного ступеня компресора буде однаковою і витрачена питома робота в усіх його z ступенях. Тому для визначення питомої роботи, витраченої на стиснення газу в усьому компресорі, достатньо розрахувати питому роботу для одного ступеня і збільшити її в z разів. Під час адіабатного стиснення у ступенях робота, витрачена в багатоступінчастому компресорі, дорівнює

$$l_{\text{н}} = z \frac{k}{k-1} RT_1 (\beta_{\text{ст}}^{(k-1)/k} - 1). \quad (7.14)$$

Тема 8. Прямі цикли теплових машин

Цикли двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ). Двигун внутрішнього згоряння являє собою таку теплову машину, у якій підведення тепла до робочого тіла здійснюється за рахунок спалювання палива всередині самого двигуна. Робочим тілом у таких двигунах є на першому етапі повітря або суміш повітря з легкозаймистим паливом, а на другому етапі – продукти згоряння цього палива.

Двигуни внутрішнього згоряння мають дві істотні переваги в порівнянні з іншими типами теплових двигунів:

- компактність (у порівнянні з паросиловими установками);
- більша температурна межа робочого тіла (тому що стінки циліндра й головки двигуна мають примусове охолодження), що приводить до збільшення термодинамічного ККД.

Основним елементом будь-якого поршневого двигуна є циліндр з поршнем, з'єднаним за допомогою кривошипно-шатунного механізму із зовнішнім споживачем роботи. Циліндр оснащений двома отворами із клапанами, через одне з яких здійснюється всмоктування робочого тіла (повітря або пальної суміші), а через інше викид робочого тіла після завершення циклу.

Виділяють наступні три класи ДВЗ:

а) двигуни, що використовують цикл із підведенням тепла за постійного об'єму ($V = \text{const}$);

б) двигуни, що використовують цикл із підведенням тепла за постійного тиску ($p = \text{const}$);

в) двигуни, що використовують цикл зі змішаним підведенням тепла, тобто з підведенням тепла як за постійного об'єму, так і за постійного тиску.

Цикл із підведенням тепла за постійного об'єму (цикл Отто). Цей ідеальний цикл треба вважати моделлю робочого процесу поршневого двигуна внутрішнього згоряння легкого палива, ідеалізована індикаторна діаграма якого показана

на рис. 8.1. На рис. 8.1 показано V_1 – повний об’єм циліндра, V_2 – об’єм камери стиснення, $V_h = V_1 - V_2$ – робочий об’єм циліндра. Зневажаючи втратами, усмоктування вважають таким, що відбувається за постійного, а саме, атмосферного тиску p_n (індикаторна лінія $a-l$).

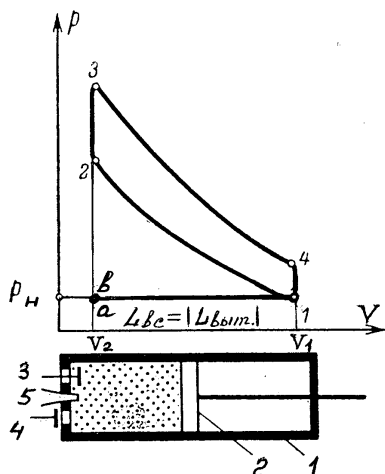


Рис. 8.1. Ідеальна діаграма циклу ДВЗ із підведенням тепла за $V = \text{const}$ у p - v координатах

Стиснення робочого тіла в циліндрі ДВЗ приймається адіабатним (процес $1-2$). Робота стиснення до того ж витрачається тільки на збільшення внутрішньої енергії. Отже, і температури робочого тіла (ідеального газу), і тому температура досягає максимально можливої в даних умовах величини.

У двигунах внутрішнього згоряння із запаленням робочої суміші біля верхньої мертвої точки (ВМТ) від електричної іскри 5, час згоряння дуже малий, у зв'язку із чим припустимо прийняти, що весь процес згоряння (тобто процес підведення тепла) здійснюється за постійного об'єму. Таким чином, у цьому випадку необоротний процес згоряння треба моделювати ізохорою $2-3$.

Розширення 3–4, як і стиснення, приймається адіабатним. У результаті адіабатного розширення накопичена робочим тілом внутрішня енергія перетворюється в роботу.

Відомо, що в поршневому ДВЗ до 70 % продуктів згоряння мимовільно, тобто без витрат роботи, залишають циліндр двигуна протягом першої фази вихлопу, називаної **випуском**. Зневажаючи втратами, можна вважати, що тиск до того ж миттєво падає від p_4 до p_n (тиску навколишнього середовища). Потім під час руху поршня від нижньої мертвої точки (НМТ) до ВМТ починається друга фаза вихлопу – виштовхування порції газу, що залишилася в циліндрі (індикаторна лінія 1-в). У цих умовах $L_{\text{вс}} = |L_{\text{виг}}|$, і з погляду розрахунку можна взагалі зневажати наявність всмоктування і виштовхування, тобто вважати, що на вході у двигун робоче тіло перебуває у стані «1», а на виході – у стані «4». Остаточна ідеальна схема явища буде такою: вихлопний клапан відкривається в НМТ, і робоче тіло повністю і миттєво залишає циліндр двигуна. Потім без усякої витрати роботи циліндр миттєво заповнюється новою порцією робочого тіла. Тоді

$$L_{\Sigma} = L_{1234} = Q_1 - (U_4 - U_1). \quad (8.1)$$

Відповідно до Другого закону термодинаміки рівняння (8.1) показує, що навіть в ідеальному випадку наявна кількість тепла Q_1 не може бути повністю перетворена в роботу. Енергія $(U_4 - U_1)$ – це втрата, визначена Другим законом термодинаміки, тобто втрата, що має сенс Q_2 ,

$$|Q_2| = U_4 - U_1. \quad (8.2)$$

Відносячи розрахунок до одиниці маси, одержимо

$$|q_2| = u_4 - u_1. \quad (8.3)$$

Можливо припущення про те, що термодинамічно розімкнутий ідеальний робочий процес поршневого ДВЗ здійснюється однією і тією же порцією робочого тіла (ідеального газу) і **умовно** замикається ізохорним процесом 4–1 (рис. 8.2),

протягом якого від робочого тіла відводиться кількість тепла q_2 , визначена рівнянням (8.3).

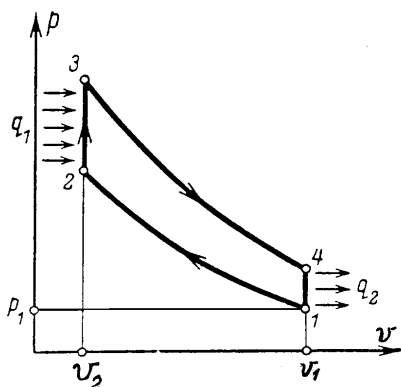


Рис. 8.2. Цикл Отто в v - p діаграмі

Саме таким шляхом відбувається перехід від термодинамічно розімкнутого ідеалізованого робочого процесу поршневого ДВЗ до кругового процесу – ідеального циклу з підведенням тепла за постійного об'єму. На рис. 8.3 цикл поданий у T - s діаграмі.

Під час дослідження ідеальних циклів ДВС вводяться наступні поняття:

1. Ступенем стиску називають відношення повного об'єму циліндра до об'єму камери стиску $\epsilon = V_1 / V_2$.

2. Ступенем підвищення тиску називається відношення виду

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2}. \quad (8.4)$$

3. Ступенем розширення називають відношення виду

$$\rho = V_4 / V_3.$$

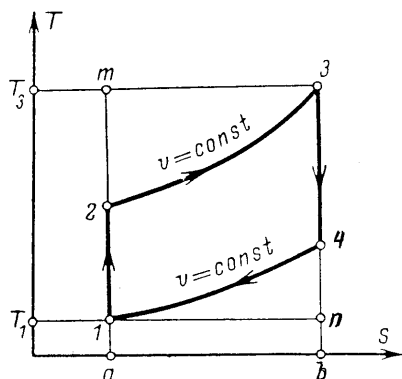


Рис. 8.3. Цикл Отто в s - T діаграмі

Цикл однозначно визначається завданням початкового стану робочого тіла, властивості якого в точці 1 передбачаються відомими, а також значеннями ступеня стиску ϵ і ступеня підвищення тиску λ . Процеси стискання і розширення вважаються адіабатними при $k = \text{const}$, а ступінь розширення ρ виявляється тут рівною ступеню стиску ϵ , тому що $v_4 = v_1$ і $v_3 = v_2$. Тоді температури у всіх характерних точках циклу (2, 3, 4) будуть дорівнювати:

$$\text{у точці 2 } T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = T_1 \cdot \mu^{k-1};$$

$$\text{у точці 3 } T_3 = T_2 \cdot \lambda = T_1 \mu^{k-1} \cdot \lambda;$$

$$\text{у точці 4 } T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \frac{T_3}{\mu^{k-1}} = T_1 \cdot \lambda.$$

Вираз для визначення термодинамічного ККД:

$$\eta_t^v = 1 - \frac{1}{\mu^{k-1}}.$$

Цей результат показує, що для даного робочого тіла термодинамічний ККД ідеального циклу з підведенням тепла за

постійного об'єму залежить лише від ступеня стиску, а саме, зростає зі ступенем стиску (показник адіабати $k > 1$).

Зі збільшенням показника адіабати k (для різних робочих тіл) термодинамічний ККД за того ж ступеня стиску збільшується.

Отже, з погляду збільшення η_i вигідно збільшувати ступінь стиску. Однак практично здійснити стиснення до надто високих значень, що супроводжується значним підвищенням температури й тиску, не вдається з тієї причини, що в разі досягнення певного значення (часто ще до приходу поршня у ВМТ) відбувається samozapalювання пальної суміші. Зазвичай цей процес носить детонаційний характер і руйнує елементи двигуна. Тому ступінь стиску у звичайних карбюраторних двигунах не перевищує $7 \div 12$. Величина ступеня стиску залежить від якості палива, підвищуючись із поліпшенням його антидетонаційних властивостей, які характеризуються октановим числом.

Тепло q_1 , що підводиться до робочого тіла в циклі Отто (рис. 8.3), зображується в T - s діаграмі площею а-2-3-в-а, а тепло q_2 , що відводиться від робочого тіла – площею а-1-4-в-а, тепло $q_u = q_1 - |q_2|$, перетворене в роботу, – площею 1-2-3-4-1. У p - v діаграмі робота циклу l_u зображується площею 1-2-3-4-1 (рис. 8.2).

Цикл із підведенням тепла за постійного тиску (цикл Дизеля). Ідеальний цикл із підведенням тепла за постійного тиску можна вважати результатом ідеалізації робочого процесу так званого компресорного дизеля – одного із ДВЗ, що працюють на важкому паливі (газойль, солярне масло, мазут).

Характерними для двигунів з ізобарним згорянням палива є роздільне введення в циліндр повітря і палива та стиснення в циліндрі негорючої суміші, а тільки повітря, що дозволяє здійснювати роботу із більшими ступенями стиску. Він може бути підвищений до $\varepsilon = 16 \div 20$, до того ж тиск наприкінці стиску досягає $30 \div 40$ бар, а температура – $600 \div 800$ °С, що

значно перевищує, як це й необхідно (для зменшення періоду затримки запалювання), температуру самозапалювання важкого палива, яке подається у цей час (тобто у кінці процесу стиску) у циліндр двигуна.

У сучасних умовах подача і згоряння важкого палива можуть бути організовані різним способом. Наприклад, у швидкохідних авіаційних дизелях згоряння може протікати з такою великою швидкістю, що його знову можна моделювати ізохорой. До того ж тиск у циліндрі зростає до $100 \div 110$ бар. Зрозуміло, до часу появи перших двигунів важкого палива подібні тиски були б немислимі. Тому процес згоряння палива, що розпилюється пневматично, будувався таким чином, що його можна було моделювати ізобарою. Наразі компресорні дизелі не будуються.

Ідеалізація робочого процесу компресорного дизеля здійснюється в тих же допущеннях, що й у випадку ДВЗ легкого палива, і приводить до циклу, що називають ідеальним циклом з підведенням тепла за постійного тиску. Цей цикл складається (рис. 8.4, 8.5) з адіабати стиснення $1-2$, ізобари $2-3$ з підведенням відповідної кількості тепла q_1 , адіабати розширення $3-4$ та умовної ізохори $4-1$, уздовж якої від робочого тіла незалежно відводиться певна кількість тепла q_2 .

Описуючи даний цикл, у розрахунок вводять поняття про ступінь попереднього розширення $\rho = \frac{V_3}{V_2} = \frac{T_3}{T_2}$, що характеризує збільшення питомого об'єму в процесі підведення тепла. До того ж параметр $\delta = V_4 / V_3$ називають ступенем наступного розширення (власне розширення). Очевидно, що загальний ступінь розширення дорівнює ступеню стиску, тобто $\rho\delta = \varepsilon$.

Отримаємо рівняння для η_t даного циклу. За визначенням

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1}.$$

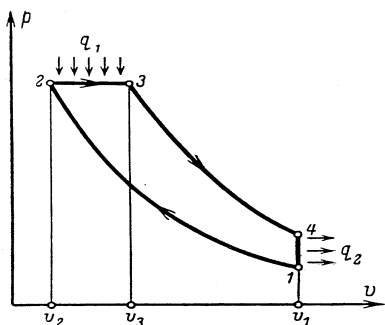


Рис. 8.4. Цикл Дизеля
в p - v діаграмі

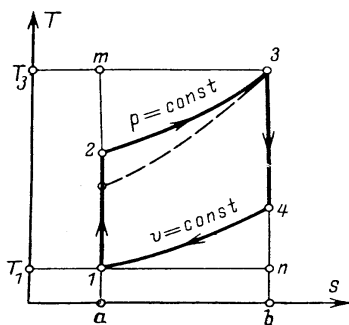


Рис. 8.5. Цикл Дизеля
в s - T діаграмі

За постійної теплоємності $q_1 = C_p(T_3 - T_2)$, Дж/кг і $|q_2| = C_v(T_4 - T_1)$, Дж/кг, так що

$$\eta_t^p = 1 - \frac{C_v(T_4 - T_1)}{C_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)}. \quad (8.5)$$

Температури у всіх характерних точках циклу (у точках 2, 3, 4) будуть дорівнювати

$$\text{у точці 2 } T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1};$$

$$\text{у точці 3 } T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \cdot \rho;$$

$$\text{у точці 4 } T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = T_3 \cdot \frac{1}{\delta^{k-1}} = T_3 \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1};$$

$$T_4 = T_1 \rho^k.$$

Вираз для визначення термодинамічного ККД:

$$\eta_t^p = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}. \quad (8.6)$$

Як видно, η_t^p ідеального циклу з підведенням тепла за постійного тиску залежить не тільки від ε , але й від ρ . До того ж η_t^p зростає зі ступенем стиску ε , але зменшується зі зростанням ступеня попереднього розширення ρ .

Формально це очевидно з того, що зі збільшенням ρ чисельник відношення $\frac{\rho^k - 1}{\rho - 1}$ росте швидше, ніж знаменник, тому що показник адіабати $k > 1$.

Цикл зі змішаним підведенням тепла (цикл Трінклера). Двигуни з ізобарним згорянням палива мають низку недоліків (наявність компресора для розпилення палива, що ускладнює конструкцію і знижує економічність двигуна, складну будову форсунок і т. п.). Тому виникли спроби створити двигун, що працює без компресора, з використанням у межах припустимих тисків найвигіднішого з термодинамічної точки зору процесу згоряння за постійного об'єму, тобто сполучити цикли з підведенням тепла при $V = \text{const}$ і при $p = \text{const}$.

Усі сучасні двигуни із самозапалюванням працюють за змішаним циклом. В одних із цих двигунів розпилювання палива відбувається у спеціальній камері (так званій передкамері), що знаходиться у верхній частині циліндра двигуна і з'єднана з робочим об'ємом циліндра одним або декількома вузькими каналами (рис. 8.6). Стиснення повітря здійснюється так само як і в компресорних двигунах, до високих ступенів стиску, що забезпечують самозапалювання палива.

Під час стиснення повітря тиск p_1 у циліндрі зростає швидше, ніж тиск p_2 у передкамері, з'єднаної із циліндром вузьким каналом. За рахунок різниці тисків виникає потік повітря із циліндра в передкамеру, що використовується для розпилення рідкого палива, яке впорскується в передкамеру.

З моменту першого спалаху в передкамері встановлюється тиск, більший, ніж у циліндрі двигуна. Процес горіння частини палива в передкамері зображується на p - v діаграмі (рис. 8.7) ізохорним процесом 2-3 з підведенням тепла q_1' .

Унаслідок швидкого зростання тиску в передкамері напрямком потоку змінюється і суміш гарячих продуктів згоряння,

повітря і незгорілої у передкамері пари палива, що має температуру $1500 \div 1800^\circ\text{C}$, спрямовується з передкамери в циліндр. Це витікання відбувається з великою швидкістю і супроводжується сильним вихроутворенням, що забезпечує гарне перемішування палива з повітрям. При цьому утворюється однорідна суміш, що згоряє в циліндрі за постійного тиску.

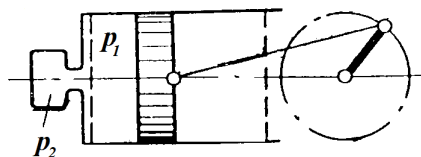


Рис. 8.6. Схема дизельного двигуна з передкамерою

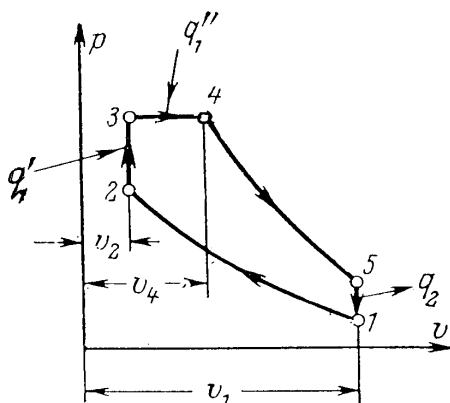


Рис. 8.7. Цикл Трінклера в $p-v$ діаграмі

Процес згоряння палива в самому циліндрі теоретично зображується ізобарою 3–4 з підведенням тепла q'_1 . Після припинення згоряння відбувається адіабатне розширення продуктів згоряння (процес 4–5) і вихід відпрацьованих газів в атмосферу (процес 5–1).

У безкомпресорних двигунах іншого типу, що працюють за змішаним циклом, розпилювання рідкого палива

проводиться за допомогою механічних форсунок. Подача палива до форсунок здійснюється насосом за високих тисків, що досягають $300 \div 400$ бар.

Таким чином, теоретичний цикл двигуна зі змішаним підведенням тепла має форму 123451 (рис. 8.6, 8.7) і складається з наступних процесів:

- 1–2 – адіабатний стиск робочого тіла;
- 2–3 – ізохорне підведення тепла;
- 3–4 – ізобарне підведення тепла;
- 4–5 – адіабатне розширення робочого тіла;
- 5–1 – ізохорний відвід тепла.

Вважаючи теплоємність постійною, знайдемо рівняння для термодинамічного ККД циклу Трінклера.

Температури в усіх характерних точках циклу (у точках 2, 3, 4, 5) будуть дорівнювати:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = T_1 \cdot \epsilon^{k-1}; \quad T_3 = T_1 \epsilon^{k-1} \cdot \lambda; \quad T_4 = T_1 \epsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \rho; \quad T_5 = T_1 \rho^k \lambda.$$

У цих формулах, як і раніше:

$\epsilon = V_1 / V_2$ – ступінь стиску;

$\lambda = p_3 / p_2$ – ступінь підвищення тиску;

$\rho = V_4 / V_3$ – ступінь попереднього розширення;

$\delta = V_5 / V_4$ – ступінь наступного розширення.

Цикл Трінклера на T - s діаграмі подано на рис. 8.8.

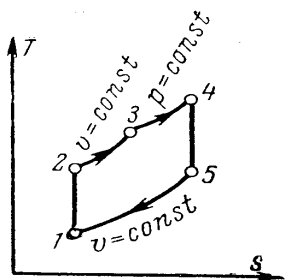


Рис. 8.8. Цикл Трінклера в T - s діаграмі

Вносячи результати (376) в (375), знаходимо

$$\eta_t^p = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (8.8)$$

З формули (8.8) витікає, що термодинамічний ККД циклу Трінклера, як і циклів Отто й Дизелі, зростає зі збільшенням ступеня стиску (ε , крім того, залежить від ступеня підвищення тиску λ і від ступеня попереднього розширення ρ , збільшуючись із ростом λ і з падінням ρ . Це пояснюється тим, що в обох випадках зростає частка наявної кількості тепла, що підводиться найвигіднішим (за даного ступеня стиску) чином, а саме, за ізохорою. Цикл Трінклера називають ще узагальненим циклом ДВЗ. Справді, при $\rho = 1$ змішаний цикл переходить у цикл Отто, а при $\lambda = 1$ – у цикл Дизеля.

Порівняння ефективності циклів ДВЗ. Ступінь досконалості будь-якого циклу визначається значенням його термічного ККД. Звичайно порівняння циклів здійснюється за допомогою T - s діаграми. До того ж застосовують два методи: перший метод полягає в порівнянні площин циклів на T - s діаграмі, а другий – у порівнянні середньоінтегральних температур у процесах підведення і відведення теплоти в циклах.

За однакових ступенів стиснення робочого тіла цикл з ізохорним підведенням теплоти має більший ККД, ніж цикл з ізобарним підведенням теплоти в одному і тому ж температурному інтервалі. Зіставлення еквівалентних циклів Карно показує, що за однакових середніх температур підведення теплоти ($T_{1cp}^v = T_{1cp}^p$), у циклі при $v = \text{const}$ середня температура відведення тепла нижча, ніж у циклі при $p = \text{const}$ ($T_{2cp}^v < T_{2cp}^p$), отже, при цьому $\eta_{tv} > \eta_{tp}$. Однак практично для двигунів з ізобарним підведенням теплоти маємо більш високий ступінь стиснення; тому вони більш економічні, ніж двигуни з ізохорним підведенням теплоти. Термічний ККД циклу зі змішаним згорянням палива посідає проміжне положення за вибраних умов порівняння – однакових максимальних тисках і температурах, тобто $\eta_{tp} > \eta_{tv,p} > \eta_{tv}$.

Принцип дії газотурбінних установок (ГТУ). *Газотурбінна установка* – теплосилова установка, у якій тепловим двигуном є газова турбіна, що використовує як робоче тіло нагріті гази (наприклад, газоподібні продукти згоряння палива).

Суттєвим недоліком двигунів внутрішнього згоряння є обернено-поступальний рух поршня і наявність великих інерційних зусиль, що не дозволяє створювати поршневі двигуни великих потужностей з малими габаритними розмірами і масою. У газовій турбіні, як і у двигуні внутрішнього згоряння, робочим тілом є продукти згоряння рідкого і газоподібного палива, але зворотно-поступальний рух змінено на обертальний рух колеса під дією струму газу (рис. 8.9,*а*). Крім того, у турбіні здійснюється повне адіабатне розширення продуктів згоряння до тиску зовнішнього повітря, з чим пов'язаний додатковий вигравш роботи (пл. 4'414' на рис. 8.9,*б*). Ця обставина, а також ротаційний принцип роботи ГТД дозволяють виконувати його швидкохідним, з високою частотою обертання, великою потужністю в окремому агрегаті за помірних розмірів і невеликою масою.

Найпростішими циклами ГТУ вважаються цикли з ізобарним або ізохорним підводом теплоти. Ці цикли відрізняються від відповідних циклів двигунів внутрішнього згоряння процесом відводу теплоти: ізохорний процес відводу замінений ізобарним. Сучасні газотурбінні установки загалом працюють з ізобарним підводом теплоти. Теоретично цикл з ізобарним підводом теплоти (рис. 8.9,*б, в*) складається з процесу адіабатного стиснення повітря 1–2 в компресорі 1 (рис. 8.9,*а*), ізобарного підводу теплоти 2–3 в камері згоряння 2, процесу адіабатного розширення 3–4 продуктів згоряння в соплах 3, перетворення кінетичної енергії струму газу на робочих лопатках 4 і процесу відводу теплоти 4–1 від газу в зовнішнє середовище за постійного тиску p_2 .

Питома корисна робота в циклі дорівнює різниці між питомою технічною роботою турбіни l_t (пл. 34 p_1p_23)

і питомої технічної роботи l_k , затраченої на привід компресора (пл. $12p_2p_1l$), тобто $l_0 = l_T - l_k = \text{пл. } 1234l$. Ця ж робота дорівнює питомій теплоті q_0 , яка визначається різницею між питомою кількістю підведеної теплоти q_1 (пл. $23s_4s_12$) і питомою кількістю відведеної теплоти q_2 (пл. $41s_1s_44$) тобто $q_0 = q_1 - q_2 = \text{пл. } 1234l$ (рис.8.9,в).

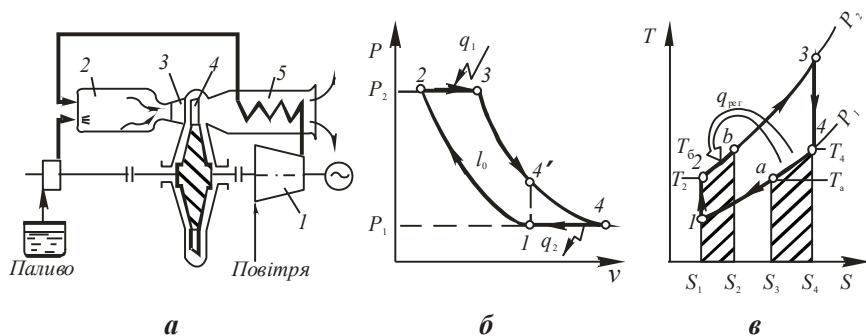


Рис. 8.9. Схема газотурбінної установки (а) і цикл її роботи в p - v координатах (б) і T - s координатах (в)

Термічний ККД циклу газотурбінної установки можна розрахувати за формулою

$$\eta_{\text{ЛТУ}} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{T_4 / T_1 - 1}{T_3 / T_2 - 1}.$$

Для адіабат 1-2 і 3-4 дійсні співвідношення

$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}; \quad T_3 / T_4 = (p_3 / p_4)^{(k-1)/k},$$

звідки

$$\eta_{\text{ЛТУ}} = 1 - 1 / \beta^{(k-1)/k},$$

де $\beta = p_2 / p_1 = p_3 / p_4$ – ступінь підвищення тиску при адіабатному процесі стиснення повітря в компресорі.

Термічний ККД циклу газотурбінної установки з ізобарним підводом теплоти зі збільшенням ступеня підвищення

тиску β зростає; пов'язано це зі збільшенням середньої температури робочого тіла в процесі підводу теплоти.

На T - s діаграмі (рис. 8.9,в) видно, що температура газів на виході з турбіни T_4 вище температури стисненого повітря T_2 . Тому для зменшення витрати питомої теплоти q_1 доцільно частину теплоти відхідних газів використовувати для підігріву повітря, яке надходить до камери згоряння. Для цього відпрацьовані гази після турбіни направляють до теплообмінника (регенератор) 5 (рис. 8.9,а), де гази, охолоджуючись за адіабатою 4-а до температури T_a (рис. 8.9,в), віддають частину теплоти повітрю, який після компресора нагрівається за ізобарою 2-б до температури T_b . Так як питома корисна робота l_0 у циклах з регенерацією і без неї однакова, а питома кількість теплоти q_1 , що витрачається на нагрів повітря в камері згоряння, зменшується на стільки, як відмічено заштрихованою площею (рис. 8.9,в), то термічний ККД циклу з регенерацією теплоти збільшується.

Основний цикл паросилової установки (цикл Ренкіна).

Паровий цикл Карно. Схема паросилової установки (ПСУ), у якій здійснюється цикл Карно з вологим паром як робоче тіло, подана на рис. 8.10. У паровий котел 1 надходить волога водяна пара малого ступеня сухості x . За рахунок згоряння в топці котла палива (мазуту, вугілля, природного газу та ін.) до вологої пари підводиться тепло, і ступінь сухості пари підвищується до значень x , близьких до одиниці. Процес підведення тепла в котлі відбувається за постійного тиску p_1 і за постійної температури T_1 .

З котла пара надходить у парову турбіну 2. Під час розширення в соплах турбіни потік пари здобуває значну кінетичну енергію. На лопатках робочого колеса турбіни ця енергія перетворюється в механічну енергію обертання робочого колеса й потім в електроенергію за допомогою електрогенератора 3, що обертається турбіною. На виході з турбіни волога пара має тиск p_2 і відповідну цьому тиску температуру T_2 .

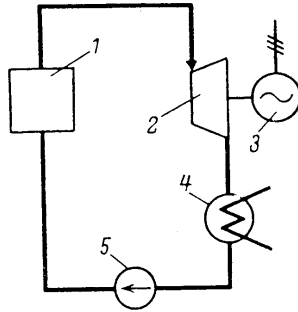


Рис. 8.10. Схема ПСУ, що працює за циклом Карно

Далі пара надходить у конденсатор 4 – теплообмінник, у якому за допомогою охолоджувальної води від пари відводиться тепло, вона конденсується й, отже, ступінь сухості пари зменшується. Процес відводу тепла від пари в конденсаторі здійснюється за постійного тиску. Після конденсатора волога пара надходить у компресор 5, у якому він адіабатно стискається до тиску p_1 . Потім волога пара знову надходить у котел, і цикл замикається.

Описаний цикл зображений у $v-p$ і $s-T$ діаграмах на рис. 8.11 та рис. 8.12.

Підведення тепла q_1 до пари в котлі здійснюється за ізобарою-ізотермою 4–1, процес розширення в паровій турбіні – за адіабатою 1–2, відвід тепла q_2 у конденсаторі – за ізобарою-ізотермою 2–3, стиск пари в компресорі – за адіабатою 3–4. Під час розширення за адіабатою від стану поблизу верхньої пограничної кривої ступінь сухості пари зменшується. Відвід тепла в конденсаторі повинен здійснюватися доти, поки волога пара не досягне стану, що визначається наступною умовою: під час стиснення за адіабатою від стану 3 з тиском p_2 до тиску p_1 кінцевий стан робочого тіла не повинен опинитися за межами області насичення.

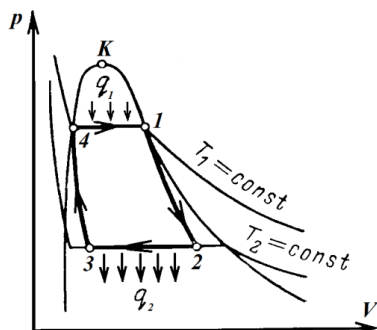


Рис. 8.11. Цикл Карно з вологою парою на v - p діаграмі

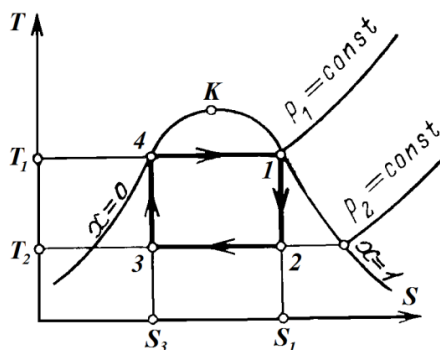


Рис. 8.12. Цикл Карно з вологою парою в s - T діаграмі

Термодинамічний ККД циклу Карно визначається наступним рівнянням:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (8.9)$$

Величина термодинамічного ККД виявляється в цьому випадку досить значною. Проте з урахуванням умов роботи теплосилового устаткування практичне здійснення цього циклу недоцільно, тому що під час роботи на вологій парі, що являє собою потік сухої насиченої пари зі зваженими в ньому крапельками води, умови роботи проточних частин турбіни

й компресорів виявляються важкими, течія виявляється газодинамічно недосконалою і внутрішній відносний ККД цієї машини знижується.

Із цих причин цикл Карно з вологою парою як робоче тіло не знайшов практичного застосування.

Цикл Ренкіна. Перераховані вище недоліки, властиві паросиловій установці, у якій здійснюється цикл Карно з вологою парою як робоче тіло, можуть бути частково усунуті, якщо відвід тепла від вологої пари в конденсаторі робити доти, поки вся пара повністю не сконденсується. У цьому випадку стисненню від тиску p_2 до тиску p_1 підлягає не волога пара, а вода, стискальність якої нехтувано мала. Для переміщення води з конденсатора в котел з одночасним підвищенням її тиску застосовуються не компресори, а насоси, компактні й прості за будовою, що споживають доволі мало енергії для свого приводу. Наприклад, під час адіабатного стиснення води в насосі від 1 до 30 бар витрачена робота у 165 разів менше адіабатної роботи стиснення водяної пари в компресорі.

Унаслідок переваг повної конденсації вологої пари в паросилових установках застосовується цикл із повною конденсацією, називаний *циклом Ренкіна*. Схема паросилової установки із циклом Ренкіна аналогічна схемі установки, зображеної на рис. 8.10, з тією лише різницею, що у випадку циклу Ренкіна на цій схемі 5 – не компресор вологої пари, а водяний насос.

Цикл Ренкіна в s - T діаграмі зображений на рис. 8.13. Волога пара у конденсаторі повністю конденсується за ізобарою $p_2 = \text{const}$ (точка 3 на рис. 8.13). Потім вода стискується насосом від тиску p_2 до тиску p_1 ; цей адіабатний процес зображений у s - T діаграмі вертикальним відрізком 3–5. Довжина відрізка 3–5 у s - T діаграмі мала, тому що під час ізентропного стиснення води її температура зростає незначно, практично точки 3 і 5 зливаються і процес ізобарного підігріву води в котлі ($p_1 = \text{const}$) 5–4 зливається з нижньою

пограничною кривою. У разі досягнення температури кипіння відбувається ізобарно-ізотермічний процес пароутворення (ділянка 4–1 на рис. 8.13). Суха насичена пара, отримана в котлі, надходить у турбіну; процес розширення в турбіні 1–2 адіабатний. Відпрацьована волога пара надходить у конденсатор, і цикл замикається.

З погляду термодинамічного ККД цикл Ренкіна здається менш вигідним, чим оборотний цикл Карно. Однак з урахуванням реальних умов здійснення циклу економічність циклу Ренкіна вище економічності відповідного циклу Карно з вологою парою.

Для того щоб збільшити термодинамічний ККД циклу Ренкіна, застосовують так званий *перегрів пари* у спеціальному елементі котла – *пароперегрівнику* ПП (рис. 8.14), де пара нагрівається до температури, що перевищує температуру насичення за даного тиску p_1 . Цикл Ренкіна з перегрітою парою зображений на v - p (рис. 8.15) і s - T (рис. 8.16) діаграмах.

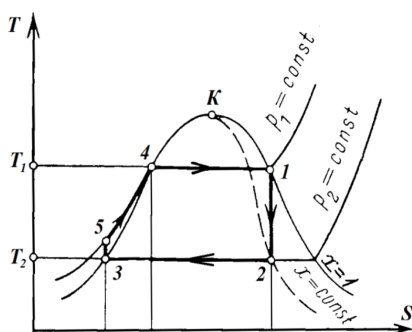


Рис. 8.13. Цикл Ренкіна в s - T діаграмі

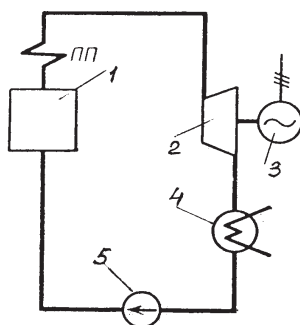


Рис. 8.14. Схема ПСУ з перегрівом пари

Процес перегріву пари, що відрізняє розглянутий цикл від циклу з насиченою парою, відбувається за постійного тиску й зображується на обох діаграмах відрізками 6–1 ізобари $p_1 = \text{const}$. У цьому випадку середня температура підведення

тепла збільшується в порівнянні з температурою підведення тепла в циклі без перегріву, і отже, термодинамічний ККД циклу зростає.

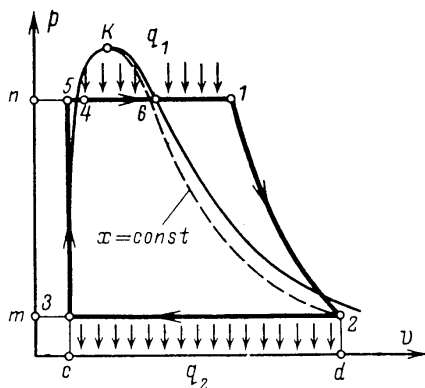


Рис. 8.15. Цикл Ренкіна з перегрівом пари на v - p діаграмі

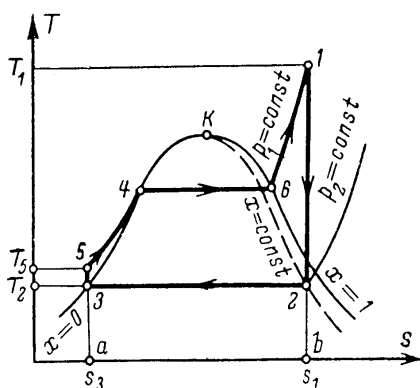


Рис. 8.16. Цикл Ренкіна з перегрівом пари на s - T діаграмі

З рис. 8.15 та 8.16 видно, що у випадку циклу з перегрівом процес розширення пари в турбіні $1-2$, здійснюється до того ж, що й раніше, тиску p_2 , закінчується всередині двофазної області в районі більш високих ступенів сухості. Завдяки цьому умови роботи проточної частини турбіни виявляються більш легкими, і отже, підвищується внутрішній відносний ККД турбіни.

Цикл Ренкіна з перегрівом пари є основним циклом паросилових установок, застосовуваних у сучасній теплоенергетиці.

Термодинамічний ККД паросилової установки визначається із загального рівняння

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1}. \quad (8.10)$$

Оскільки процеси підведення і відводу тепла в циклі Ренкіна здійснюються по ізобарах, а в ізобарному процесі

кількість підведеного (відведеного) тепла дорівнює різниці ентальпій робочого тіла на початку й наприкінці процесу, то стосовно циклу Ренкіна можна записати наступне:

$$q_1 = h_1 - h_5 \text{ і } |q_2| = h_2 - h_3, \quad (8.11)$$

де h_1 – ентальпія перегрітої пари на виході з котла (за тиску p_1 і температури T_1), h_2 – ентальпія вологі пари на виході з турбіни, тобто на вході в конденсатор (за тиску p_2 і ступеня сухості x_2), а h_3 – ентальпія води на виході з конденсатора (вона дорівнює ентальпії води на лінії насичення i' за температури насичення T_2 , однозначно зумовленої тиском p_2).

З урахуванням цих співвідношень отримаємо

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_5) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_5}. \quad (8.12)$$

Це рівняння може бути записане в наступному вигляді:

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2) - (h_5 - h_3)}{h_1 - h_5}. \quad (8.13)$$

Різниця $(h_1 - h_2)$ являє собою наявний перепад ентальпії, перетворюваний у кінетичну енергію потоку й потім у роботу в турбіні, різниця ж $(h_5 - h_3)$ – це технічна робота насоса. Таким чином, роботу, вироблену в циклі, можна розглядати як різницю роботи, отриманої в турбіні, і роботи, витраченої на привід насоса: $l_u = l_m - l_n$.

Якщо зневажити величиною роботи насоса $h_5 - h_3$ внаслідок її малості в порівнянні з наявним перепадом ентальпій $h_1 - h_2$, що спрацьовує в турбіні, тобто вважати, що $h_3 \approx h_5$, то рівняння (8.13) можна записати в наступному вигляді:

$$\eta_t \approx \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}. \quad (8.14)$$

Це співвідношення цілком прийнятно для наближених розрахунків циклів паросилових установок низького тиску.

Для установок високого тиску величиною роботи насоса зне-
важити не можна.

Рівняння (8.13) і (8.14) дозволяє за допомогою s - h діаграми або таблиць термодинамічних властивостей води й водяної пари визначити величину термодинамічного ККД циклу Ренкіна за відомим значенням початкових параметрів пари p_1 і T_1 і тиску пари в конденсаторі p_2 .

Цикл паросилової установки із проміжним перегрівом пари. Одним зі шляхів зниження кінцевої вологості пари є застосування проміжного перегріву пари. Схема паросилової установки із проміжним перегрівом пари наведена на рис. 8.17, а її цикл у координатах s - T наведено на рис. 8.18. Пара з перегрівника 1 з температурою T_1 і тиском p_1 надходить у початкову частину турбіни 2 (ступінь високого тиску), де в процесі 1–7 адіабатно розширюється до деякого тиску p_1' . Після цього пара в проміжному перегрівнику 3 нагрівається за постійного тиску p_1' до температури T_8 (процес 7–8). Далі пара надходить у другий ступінь турбіни 4 (ступінь низького тиску), де відбувається адіабатне розширення 8–9 до кінцевого тиску p_2 в конденсаторі 5.

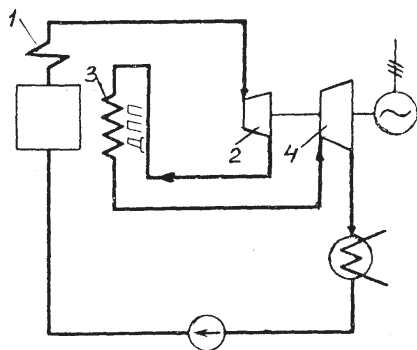


Рис. 8.17. Схема ПСУ
із проміжним перегрівом
пари

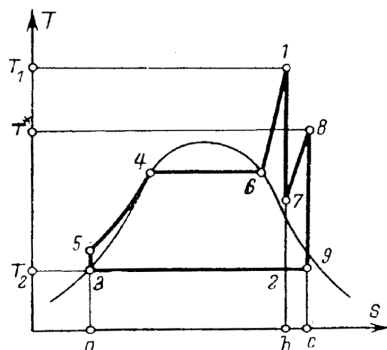


Рис. 8.18. Цикл ПСУ
з проміжним перегрівом пари
в s - T діаграмі

Цей цикл можна уявити таким, що складається із двох окремих циклів – звичайного циклу Ренкіна (основного) 5–4–6–1–2–3–5 і додаткового 2–7–8–9–2. До того ж формально можна вважати, що робота, вироблена на ділянці 7–2 адіабатного розширення в основному циклі, витрачається на адіабатне стиснення робочого тіла на ділянці 2–7 додаткового циклу. Вираз для термодинамічного ККД циклу із проміжним перегрівом можна представити в наступному вигляді:

$$\eta_{t}^{np.n} = \frac{(i_1 - i_7) + (i_8 - i_9) - (i_5 - i_3)}{(i_1 - i_5) + (i_8 - i_7)}, \quad (8.15)$$

де $i_1 - i_7$ – робота, вироблена під час розширення пари у ступені високого тиску;

$i_8 - i_9$ – робота, вироблена під час розширення пари у ступені низького тиску;

$i_5 - i_3$ – робота, витрачена на привід насоса;

$i_1 - i_3$ – кількість тепла, підведена в процесах 5–4, 4–6, 6–1 (основні цикли);

$i_8 - i_7$ – кількість тепла, підведена під час вторинного перегріву в процесі 7–8.

Без урахування роботи насоса:

$$\eta_{t}^{np.n} = \frac{(i_1 - i_7) + (i_8 - i_9)}{(i_1 - i_5) + (i_8 - i_7)}. \quad (8.16)$$

Проміжний перегрів пари, що у свій час увійшов в енергетику загалом як спосіб боротьби з високою вологістю пари в останніх ступенях турбіни, є засобом підвищення термодинамічного ККД циклу. У сучасних паросилових установках також застосовується і двократний проміжний перегрів пари.

Регенеративний цикл. Для підвищення термічного ККД циклу паротурбінної теплосилової установки, так само як і в газотурбінних установках, застосовується регенерація тепла.

Якщо в паросиловій установці здійснюється цикл Ренкіна без перегріву пари, то у випадку здійснення повної регенерації

термічний ККД такого циклу Ренкіна буде дорівнювати термічному ККД циклу Карно. На рис. 8.19,*а* зображений у s - T діаграмі цикл Ренкіна з повною регенерацією у вологій парі.

Коефіцієнт корисної дії циклу Ренкіна з перегрівом пари навіть у випадку граничної регенерації буде менше термічного ККД, циклу Карно, здійснюваного в тому ж інтервалі температур; це випливає з s - T діаграми, приведеної на рис. 8.10,*б*. Однак до того ж термічний ККД циклу Ренкіна помітно зростає.

Регенеративний цикл (рис. 8.19,*б*) ідеалізований: забезпечення еквідистантності ліній підведення (3–4 на рис. 8.19,*б*) і відводу (7–2 p) тепла можливо лише за умови застосування ідеального регенератора.

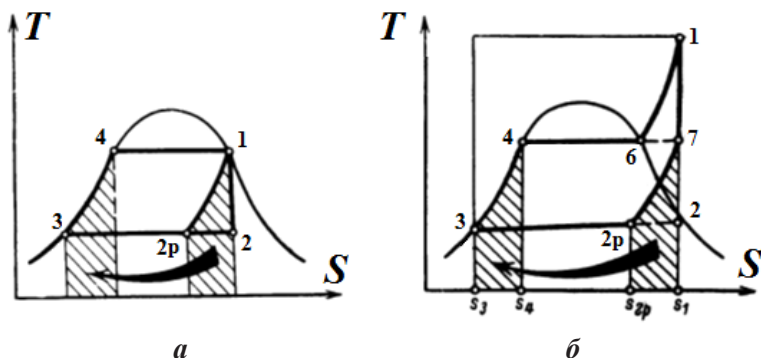


Рис. 8.19. Цикл Ренкіна:

а – з повною регенерацією у вологій парі; *б* – з граничною регенерацією

З s - T діаграми (рис. 8.19,*б*) випливає, що термічний ККД циклу Ренкіна з граничною регенерацією визначається наступним виразом:

$$\eta_{tr} = 1 - \frac{T_2(s_{2p} - s_3)}{h_1 - h_4}.$$

У реальних паросилових циклах регенерація здійснюється за допомогою теплообмінників, у кожний з яких надходить пара з проміжних ступенів турбіни (регенеративний відбір). Пара конденсується в регенеративних теплообмінниках, нагріваючи живильну воду, що надходить у котел.

Комбіновані (бінарні) цикли. Істотного збільшення ефективності використання теплоти продуктів згоряння палива можна досягти шляхом комбінування газотурбінних і паросилових установок. Одна з можливих схем такої парогазової установки зображена на рис. 8.20. Атмосферне повітря компресором *КП* подається до топки парового котла *ПК* (процес *a-b* на рис. 8.20,б), куди надходить паливо. Теплота, отримана під час спалювання палива (процес *b-c*), частково використовується для отримання перегрітої водяної пари в котлі (процес *4-5-1*) і частково перетворюється в корисну роботу в газовій турбіні *ГТ* (процес *c-d*). Після турбіни продукти згоряння, які мають ще досить високу температуру, спрямовуються до регенеративного газозовдяного підігрівника *ГВ*, де охолоджуються (процес *d-a*) і підігрівають конденсат (процес *3-4*), що утворюється в конденсаторі *К* парової турбіни *ПТ* і подається насосом до котла.

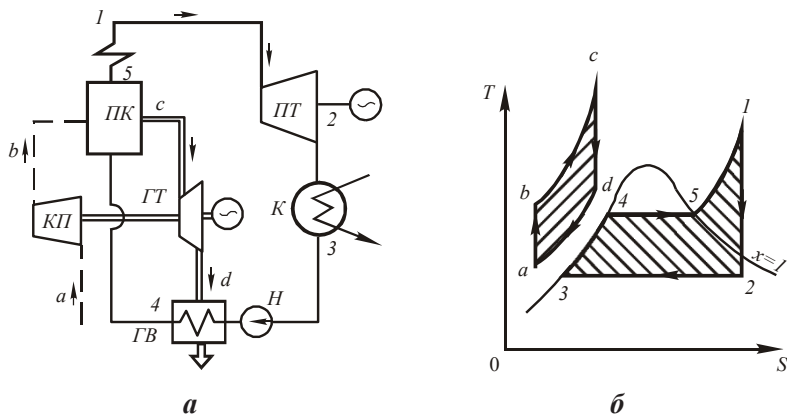


Рис. 8.20. Схема парогазової установки (а) і цикл її роботи (б)

Таким чином, повний термодинамічний цикл парогазової установки (рис. 8.20,б) складається з двох циклів: газового ($a-b-c-d$) та парового ($1-2-3-4-5$). Розрахунки показують, що термічний ККД комбінованого циклу збільшується в порівнянні з окремо взятими ККД парового й газового циклів і дає економію палива до 15 %.

Тема 9. Зворотні цикли теплових машин

Машини, що безупинно підтримують температури тіл нижче температури навколишнього середовища, називають **холодильними**.

Штучне охолодження приміщень і різних тіл знаходить широке застосування в різних галузях промисловості. Холод має величезне значення для збереження харчових продуктів. Кондиціювання повітря створює сприятливі умови у виробничих та громадських будинках і т. д. Для одержання холоду використовуються різні установки, у яких застосовують як робоче тіло газоподібні тіла.

Холодильні установки можна поділити на дві групи. До першої групи відносяться газові або повітряні установки, у яких уперше було здійснено промислове одержання холоду. Через малий холодильний ефект і більші габарити окремих апаратів такі установки не одержали широкого поширення.

До другої групи відносяться компресорні парові установки. Робочим тілом (холодильним агентом) у них є пари різних речовин: аміаку (NH_3), вуглекислоти (CO_2), сірчастого ангідриду (SO_2), фреонів, характерним представником яких є фреон-12 (CF_2Cl_2) та ін. Парові холодильні установки, що мають велику надійність, одержали в промисловості найширше розповсюдження.

Показником досконалості зворотного циклу є *холодильний коефіцієнт*:

$$\varepsilon = q_2 / l. \quad (9.1)$$

Чим більше віднімається теплоти q_2 і чим менше при цьому витрачається механічної роботи або чим більше ε , тим досконалішим буде холодильний цикл. Холодильний коефіцієнт довільного зворотного циклу менший у порівнянні з холодильним коефіцієнтом зворотного циклу Карно.

Повітряна холодильна установка. На рис. 9.1 зображена схема повітряної холодильної установки, де робочим

тілом слугує повітря, що є найбільш зручним, нешкідливим і доступним видом робочих тіл. Повітряна холодильна установка працює в такий спосіб. Повітря, що охолоджує приміщення 1, стискається в компресорі 2, у результаті чого його температура збільшується.

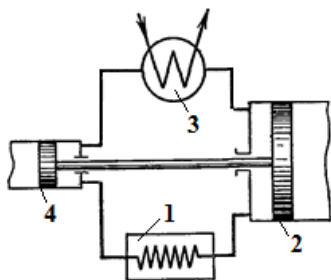


Рис. 9.1. Схема повітряної холодильної установки

Стиснене повітря за постійного тиску нагнітається в теплообмінник 3, у якому охолоджується водою до температури навколишнього середовища. Після цього стиснене повітря надходить у розширювальний циліндр, або детандер 4, де розширюється до початкового тиску. Під час розширення температура повітря падає до -60 або -70 $^{\circ}\text{C}$ і холодне повітря спрямовується в охолоджуване приміщення, де, нагріваючись, знову надходить у компресор.

Ідеальний цикл повітряної холодильної установки представлений у p - v і T - s діаграмах (рис. 9.2 і 9.3).

Повітря в процесі 1–2 адіабатно стискається від тиску p_1 до p_2 . В ізобарному процесі 2–3 від повітря відводиться теплота до зовнішнього джерела, і температура його знижується від T_2 до T_3 . Під час адіабатного розширення в процесі 3–4 повітря додатково охолоджується від температури T_3 до T_4 . Далі в ізобарному процесі 4–1 відбувається відвід теплоти від охолоджуваного приміщення (тепловіддавача), у результаті чого повітря нагрівається від T_4 до T_1 .

Холодильний коефіцієнт циклу:

$$\varepsilon = T_1 / (T_2 - T_1),$$

де T_1 – температура охолоджуваного приміщення або температура повітря, засмоктуваного в компресор; T_2 – температура стисненого повітря.

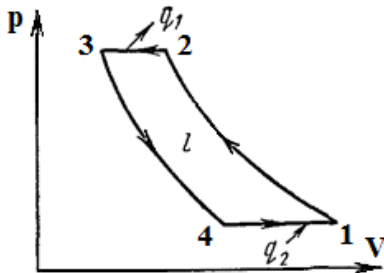


Рис. 9.2. Цикл повітряної холодильної установки на p - v діаграмі

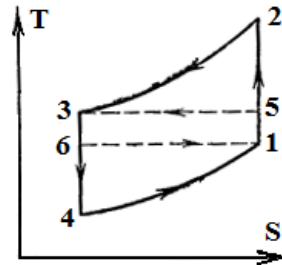


Рис. 9.3. Цикл повітряної холодильної на T - s діаграмі

Цикл повітряної холодильної установки зовнішньо є необоротним, тому що відвід теплоти здійснюється в навколишнє середовище з постійною температурою, що гранично дорівнює T_3 . Підведення теплоти відбувається з охолоджуваного приміщення, у якому повинна підтримуватися постійна температура, що не перевищує T_1 . Таким чином, через недосконалість циклу після компресора повітря має перегріватися на різницю температур $T_2 - T_3$ і охолоджуватися нижче температури охолоджуваного приміщення на величину $T_1 - T_4$. Найбільш досконалим процесом відводу теплоти був би ізотермічний процес 5-3 (рис. 9.3), а процесом підведення теплоти – ізотермічний процес 6-1.

Холодильний коефіцієнт еквівалентного зворотного циклу Карно, як це впливає з рис. 9.3, дорівнює

$$\varepsilon_k = q_2 / l = T_1 / (T_3 - T_1),$$

оскільки $T_3 < T_2$, то $\varepsilon_k > \varepsilon$.

Цикл повітряної холодильної установки є термодинамічно недосконалим, а установка малоекономічна і громіздка.

Пароежекторна холодильна установка. На рис. 9.4 зображена схема пароежекторної холодильної установки. Пара робочого тіла з випарника 1 надходить у камеру змішання ежектора 2. У цю же камеру через сопло подається пара з казана 6. Отримана в камері суміш пари стискується в дифузорі ежектора й надходить у конденсатор 3, де, віддаючи теплоту паротворення, повністю конденсується. Під час виходу з конденсатора рідина розгалужується на два потоки.

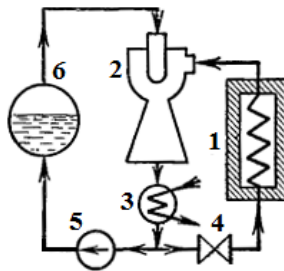


Рис. 9.4. Схема пароежекторної холодильної установки

Один потік рідини дроселюється в регулюючому вентилі 4. Там відбувається падіння тиску й температури, а невелика частина рідини перетворюється в пару. Отримана волога пара з малим ступенем сухості (до 10 %) надходить у випарник 1 і є холодильним агентом. Інший потік конденсату направляється живильним насосом 5 у котел 6, де внаслідок підведеної ззовні теплоти перетворюється в пару і знову надходить до сопла ежектора.

У випарнику 1 холодильний агент – волога пара, одержуючи теплоту охолоджуваних тіл, за постійного тиску випаровується й у вигляді сухої пари подається в камеру змішання ежектора, і цикл повторюється. У пароежекторній холодильній установці енергія витрачається не у формі механічної роботи,

а у формі теплоти. Холодильний коефіцієнт пароежекторної холодильної установки визначається рівнянням

$$\varepsilon_k = q_2 / q_1,$$

де q_2 – кількість теплоти, що підводиться до холодильного агента у випарнику на 1 кг холодильного агента; q_1 – кількість теплоти, що підводиться до пари в паровому казані на 1 кг холодильного агента.

Істотною перевагою пароежекторних холодильних установок є відсутність дорогого компресора. Крім того, вони відрізняються простотою, надійністю в роботі й малими розмірами всіх агрегатів, але термодинамічна досконалість і теплова економічність їх невисокі. Використовуючи відповідне робоче тіло, пароежекторна холодильна установка дозволяє одержувати досить низькі температури.

Абсорбційна холодильна установка. Для виробництва холоду в абсорбційній установці використовується теплота, а робочим тілом слугує бінарна суміш холодоагента й абсорбенту. Абсорбент – це така рідина, що хімічно зв'язується холодоагентом за низьких температур і відділяється від нього за високих температур. Звичайно використовуються такі суміші: вода (холодоагент) – бромистий літій (абсорбент), а також аміак – вода.

На рис. 9.5 показана схема абсорбційної водоаміачної геліосистеми охолодження будинку. У цій системі аміак слугує холодоагентом, а вода – абсорбентом. Нагрітий у сонячному колекторі теплоносіє з температурою 80 °С надходить у генератор. З абсорбера сильний розчин холодоагента у воді подається насосом у теплообмінник, де нагрівається до температури 70 °С і надходить у генератор, у якому під час нагрівання з розчину виділяється аміачна пара. Слабкий розчин аміаку через теплообмінник стікає в абсорбер, а пари аміаку з температурою 75 °С після відділення крапельок води направляються в конденсатор. З конденсатора рідкий холодоагент

через дросельний вентиль надходить у випарник, де він відбирає теплоту у повітря (води) і знову перетворюється в пару, а охолоджене повітря (вода) направляється в приміщення. Пари аміаку надходять в абсорбер і поглинаються слабким розчином. Теплота, що виділяється в абсорбері й конденсаторі, відводиться за допомогою води, охолодженої у градирні. У результаті виходить нагріта вода.

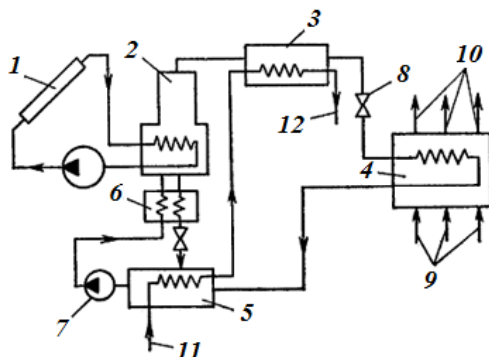


Рис. 9.5. Схема водоаміачної геліосистеми кондиціонування повітря:
 1 – сонячний колектор; 2 – генератор; 3 – конденсатор; 4 – випарник;
 5 – абсорбер; 6 – теплообмінник; 7 – насос; 8 – вентиль;
 9 – зовнішнє повітря; 10 – охолоджене повітря; 11 – холодна вода;
 12 – гаряча вода

Холодильний коефіцієнт, або ступінь використання теплоти абсорбційною холодильною установкою, є відношення теплоти, отриманої від охолоджуваних тіл, до витраченої теплоти в парогенераторі визначається з рівняння

$$\varepsilon = q_2 / q_1,$$

де q_2 – кількість теплоти, отриманої холодоагентом від охолоджуваних тіл; q_1 – кількість теплоти, витраченої в парогенераторі.

Абсорбційні холодильні установки термодинамічно менш досконалі, ніж парові, але вони прості, надійні, дешеві

у виготовленні й тому одержали широке розповсюдження, наприклад, під час виготовлення домашніх холодильників.

Цикл парової компресорної холодильної установки. Найбільше поширення для охолодження тіл до температури -20°C одержали холодильні установки, у яких холодильним агентом є легкокиплячі рідини – аміак, фреони, сірчистий ангідрид та інші за невисоких тисків (бажано близьких до атмосферного).

Схема та цикл холодильної компресорної установки, що працює на парах аміаку (NH_3), подана на рис. 9.6.

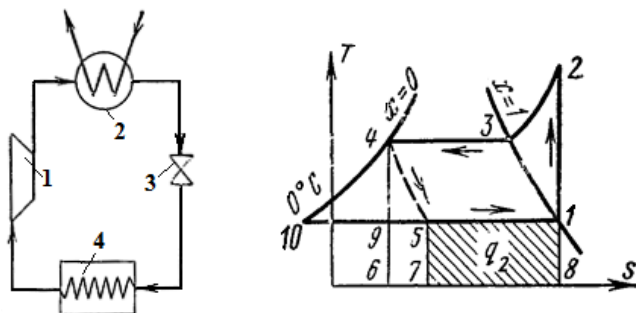


Рис. 9.6. Схема та цикл парової компресорної холодильної установки:

1 – компресор; 2 – конденсатор; 3 – дросельний вентиль;

4 – випарник

У компресорі стискується аміачна суха насичена пара або волога пара з великим ступенем сухості по адиабаті 1–2 до стану перегрітої пари в точці 2. З компресора пара нагнітається в конденсатор, де повністю перетворюється в рідину (процес 2–3–4). З конденсатора рідкий аміак проходить через дросельний вентиль, у якому дроселюється, що супроводжується зниженням температури й тиску. Потім рідкий аміак з низькою температурою надходить в охолоджувач, де, одержуючи теплоту (у процесі 5–1), випаровується й охолоджує розсіл, що циркулює в охолоджуваних камерах.

Процес дроселювання як необоротний процес зображується на діаграмі умовною кривою 4–5.

У паровій компресорній установці не застосовується розширювальний циліндр (детандер), а робоче тіло дрослюється в регулювальному вентилі.

Холодильний коефіцієнт компресорної аміачної установки:

$$\varepsilon = (i_1 - i_4) / (i_2 - i_1).$$

Парові холодильні установки мають велику перевагу перед повітряними. Вони компактні, дешеві й мають більш високий холодильний коефіцієнт.

Змістовий модуль 2

Теплопередача

Тема 10. Основні поняття та визначення теорії теплопередачі. Способи та основні закони перенесення теплоти

Теплопередача – це дисципліна, що вивчає процеси розповсюдження теплоти у просторі в умовах неоднорідного температурного поля. Під процесом розповсюдження теплоти розуміють обмін внутрішньою енергією між окремими елементами середовища, що розглядається.

Теплота – особлива форма руху матерії, яка пов'язана з кінетичною енергією рухомих мікрочастинок матерії. Вона є енергетичною характеристикою процесу теплообміну, яка вимірюється кількістю енергії, що віддає або отримує в процесі теплообміну тіло або система. У процесі теплової взаємодії між тілами теплота переходить від тіла з більшою температурою до тіл з меншою температурою. У разі відсутності різниці температур процес теплообміну припиняється і настає теплова рівновага.

Предметом теплопередачі є вивчення законів перенесення теплоти, а також методики розрахунку різних теплообмінних пристроїв.

Розрізняють *три способи* розповсюдження теплоти: *теплопровідність, конвекція і випромінювання*.

Теплопровідність – перенесення теплоти, яке здійснюється за допомогою теплового руху та енергетичної взаємодії мікрочастинок (атомів, молекул, електронів) у суцільному середовищі й зумовлене неоднорідним розділом температури. У газах розповсюдження теплоти теплопровідністю

здійснюється внаслідок обміну енергією під час співударяння молекул, які мають різну (відмінну) швидкість теплового руху. У металах насамперед шляхом дифузії вільних електронів і меншою мірою за рахунок коливань кристалічних ґрат. У рідині і твердих тілах (діелектриках) теплота переноситься шляхом безпосередньої передачі теплового руху молекул і атомів сусіднім частинкам речовини у формі пружних хвиль (у діелектриках – за рахунок зв’язаних коливань частинок, які утворюють кристалічні ґрати). У чистому вигляді теплопровідність спостерігається у твердих тілах, а у рідині і в газах – лише за відсутності переміщення середовища. Інтенсивність перенесення теплоти теплопровідністю залежить від фізичних властивостей тіла речовини, його геометричних розмірів, а також від різниці температур між частинами тіла.

Конвекція – перенесення теплоти шляхом переміщення об’ємів рідини або газу (рідкого середовища) із області з однією температурою до області з іншою температурою. Конвекція можлива тільки в рідкому або газоподібному середовищі. Під час конвекції перенесення теплоти нерозривно пов’язано з перенесенням самого середовища. Конвекція теплоти завжди супроводжується теплопровідністю. Спільне перенесення теплоти конвекцією і теплопровідністю називають **конвективним теплообміном**. Конвекція може бути вимушеною і вільною (природною). Якщо рух рідини викликаний штучно за допомогою вентилятора, компресора або насоса, то таку конвекцію називають **вимушеною**. Якщо рух рідини виникає під впливом різниці густини холодних і нагрітих макрооб’ємів у полі гравітаційних сил (тобто під впливом Архімедової сили), то таку конвекцію називають **вільною**. Інтенсивність конвективного теплообміну залежить від швидкості руху рідини, форми і розмірів тіла, які беруть участь у процесі теплообміну, фізичних властивостей рідини.

Теплове випромінювання – розповсюдження теплоти за допомогою електромагнітних хвиль, яке зумовлене тільки

температурою та оптичними властивостями випромінювального тіла. До того ж внутрішня енергія тіла (середовища) переходить в енергію випромінювання. Процес перетворення внутрішньої енергії речовини в енергію випромінювання, перенесення випромінювання і його поглинання речовиною називають *теплообміном випромінювання* (радіаційним випромінюванням). Інтенсивність теплового випромінювання залежить від температури випромінювального тіла і його фізичних (оптичних) властивостей.

Складний теплообмін. Тепловіддача та теплопередача.

У природі та техніці елементарні процеси розповсюдження теплоти – теплопровідність, конвенція і теплове випромінювання – звично відбуваються сумісно. Такий теплообмін називають *складним теплообміном*. Теплообмін, зумовлений сумісним переносом теплоти випромінюванням і теплопровідністю, називають *радіаційно-кондуктивним* теплообміном. Якщо перенос здійснюється додатково і конвекцією, то такий процес називають *радіаційно-конвективним*.

Рідкі і газоподібні теплоносії нагріваються або охолоджуються під час безпосереднього контакту з поверхнями твердих тіл. Наприклад, димові гази в печах віддають теплоту заготівкам, що нагріваються, а в парових котлах – трубам, усередині яких гріється або кипить вода; повітря в кімнаті гріється від гарячих приладів опалювання і т. д. Процес теплообміну між поверхнею твердого тіла і рідиною називається *тепловіддачею*, а поверхня тіла, через яку переноситься теплота, – *поверхнею теплообміну*.

Процес передачі теплоти від гарячої рідини до холодної крізь стінку називають *теплопередачею*. До того ж теплота передається від одного теплоносія до стінки і від стінки до іншого теплоносія конвективним або радіаційно-конвективним теплообміном, а крізь стінку – теплопровідністю.

Деякі процеси перенесення теплоти супроводжуються перенесенням речовини – *масообміном*, який проявляється

в установленні рівноважної концентрації речовини. Спільне протікання процесів теплообміну й масообміну називають **тепломасообміном**.

Температурне поле та його градієнт. Тепловий потік. Температурний стан тіла або системи тіл характеризується **температурним полем**, під яким розуміють сукупність миттєвих значень температур у всіх точках простору, який розглядається. У загальному випадку рівняння температурного поля має наступний вигляд:

$$t = f(x, y, z, \tau),$$

де t – температура; x, y, z – координати точки; τ – час. Якщо температура змінюється в часі, поле називають **нестационарним**, якщо не змінюється – **стационарним**. Для стационарного поля

$$t = f(x, y, z, \tau); \quad \partial t / \partial \tau = 0.$$

Температура може бути функцією однієї координати, а також двох і трьох координат. Відповідно до цього температурне поле називають одно-, дво- і тривимірним. Найбільш простий вигляд має рівняння одновимірного стационарного поля:

$$t = f(x), \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0.$$

Якщо з'єднати між собою всі точки тіла, які мають однакову температуру, отримаємо поверхню рівних температур – **ізотермічну поверхню**. Перехрещення ізотермічних поверхонь площиною дає на ній низку **ізотерм** (рис. 10.1).

Інтенсивність зміни температур у будь-якому напрямку l характеризується похідною $\partial t / \partial l$, яка бере найбільше значення в напрямку нормалі n до ізотермічної поверхні. Похідна від температури по нормалі до ізотермічної поверхні називається **температурним градієнтом**. Температурний

градієнт – векторна величина, яка спрямована по нормалі до ізотерми в бік збільшення температури (рис. 10.1), К/м,

$$\left(\frac{\partial t}{\partial l}\right)_{\max} = \frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t.$$

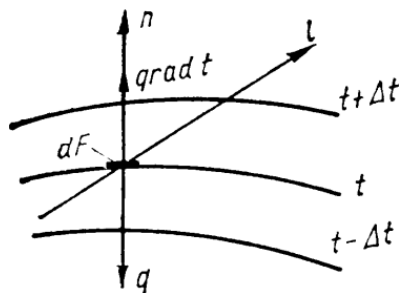


Рис. 10.1. Графічне представлення температурного градієнта

Кількість теплоти, яка передається крізь будь-яку ізотермічну поверхню за одиницю часу, називають **тепловим потоком** Q , Вт. Тепловий потік, віднесений до одиниці площі ізотермічної поверхні, називають **густиною теплового потоку** q , Вт/м². Густина теплового потоку є вектор (рис. 10.1), який спрямований у бік зменшення температури протилежно вектору температурного градієнта:

$$\vec{q} = \vec{i}q_x + \vec{j}q_y + \vec{k}q_z.$$

Загальна кількість теплоти, Дж, яка передається крізь ізотермічну поверхню площею F за час τ , визначається співвідношенням

$$Q_\tau = \int_0^\tau \int_F q dF d\tau,$$

а тепловий потік, Вт –

$$Q = \int_F q dF.$$

Основний закон теплопровідності (гіпотеза Фур'є).
Коефіцієнт теплопровідності. Основним законом теплопровідності є запропонована Фур'є у 1822 році гіпотеза про пропорційність вектора густини теплового потоку температурному градієнту:

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad} t = -\vec{n}_0 \cdot \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (10.1)$$

Знак «мінус» у правій частині рівняння відображає протилежність напрямків векторів густини теплового потоку і температурного градієнта. Справедливість гіпотези Фур'є підтверджується експериментами.

Множник пропорційності λ є фізичним параметром речовини, який називають **коефіцієнтом теплопровідності**, Вт/(м · К). Він характеризує здатність тіл проводити теплоту. Коефіцієнт теплопровідності залежить від структури речовини, густини, вологості, температури, тиску й роду речовини. Здебільшого λ матеріалів визначають експериментально за допомогою різних методів. Більшість з них засновано на вимірюванні теплового потоку і градієнта температур у досліджуваній речовині. Коефіцієнт теплопровідності до того ж визначається зі співвідношення, Вт/(м · К),

$$\lambda = |q| / |\text{grad } t|,$$

з якого випливає, що λ чисельно дорівнює кількості теплоти, яка проходить за одиницю часу крізь одиницю ізотермічної поверхні за температурного градієнта, який дорівнює одиниці.

Досліди показують, що для багатьох матеріалів залежність λ від температури може бути взята лінійною:

$$\lambda = \lambda_0 [1 + b(t - t_0)],$$

де λ_0 – значення коефіцієнта теплопровідності за температури t_0 ; b – стала, яка визначається дослідним шляхом.

Коефіцієнт теплопровідності газів лежить у межах 0,006–0,6 Вт/(м · К).

Коефіцієнт теплопровідності краплинних рідин лежить у межах від 0,07 до 0,7 Вт/(м · К). Механізм розповсюдження теплоти у краплинних рідинах можна уявити як перенесення енергії шляхом пружних коливань.

Коефіцієнт теплопровідності металів лежить у межах від 3 до 458 Вт/(м · К). Найбільше значення λ має срібло. У металах основними носіями теплової енергії є вільні електрони. У разі підвищення температури внаслідок підсилення теплових неоднорідностей розсіювання електронів збільшується, що викликає зменшення λ чистих металів. У разі наявності різного роду домішок λ металів різко зменшується. Це пояснюється збільшенням структурних неоднорідностей, яке приводить до розсіювання електронів. На відміну від чистих металів λ сплавів у разі підвищення температури збільшується. У діелектриках з підвищенням температури коефіцієнт теплопровідності зазвичай збільшується.

Коефіцієнт теплопровідності будівельних і теплоізоляційних матеріалів лежить у межах 0,02–3,0 Вт/(м · К). Матеріали з $\lambda < 0,25$ Вт/(м · К) називають *теплоізоляційними*. Більшість теплоізоляційних та будівельних матеріалів мають пористу будову (цегла, бетон, азбест, пінопласт, шлак та інші), що не дозволяє розглядати їх як суцільне середовище. Коефіцієнт теплопровідності пористих матеріалів – величина умовна і характеризує перенесення теплоти як теплопровідністю, так і конвекцією та випромінюванням крізь заповнені газом пори. Коефіцієнт теплопровідності пористих матеріалів підвищується з температурою, тому що з підвищенням температури зростає λ повітря, а також збільшується теплопередача випромінюванням зернистого масиву.

Основний закон конвективного теплообміну (закон Ньютона – Ріхмана). Згідно із законом Ньютона – Ріхмана тепловий потік у процесі тепловіддачі пропорційний площі поверхні теплообміну F і різниці температур поверхні $t_{\text{ст}}$ і рідини t_p :

$$Q = \alpha F (t_{\text{ст}} - t_p). \quad (10.2)$$

Незалежно від напрямку теплового потоку Q (від стінки до рідини або навпаки) значення його прийнято вважати позитивним, тому різницю $t_{\text{ст}} - t_p$ беруть за абсолютною величиною. Коефіцієнт пропорційності α називається **коефіцієнтом тепловіддачі**, Вт/(м²·К). Він характеризує інтенсивність процесу тепловіддачі. Числове значення α дорівнює тепловому потоку від одиничної поверхні теплообміну за різниці температур поверхні і рідини в 1 К. Коефіцієнт тепловіддачі визначають експериментально, вимірюючи тепловий потік Q і різницю температур $\Delta t = t_{\text{ст}} - t_p$ у процесі тепловіддачі від поверхні відомої площі F . Потім за формулою (10.2) розраховують α . Необхідно зауважити, що вираз (10.2) справедливий лише для диференціально малої ділянки поверхні, тобто

$$dQ = \alpha(t_{\text{ст}} - t_p)dF, \quad (10.3)$$

оскільки коефіцієнт тепловіддачі може бути неоднаковим у різних точках поверхні тіла. У цьому випадку розрізняють середній по поверхні коефіцієнт тепловіддачі $\bar{\alpha}$ і місцевий (локальний) α_x , який відповідає елементарній ділянці поверхні. Для розрахунку повного потоку теплоти від усієї поверхні потрібно зінтегрувати обидві частини рівняння (10.3) по поверхні

$$Q = \int_F \alpha(t_{\text{ст}} - t_p)dF. \quad (10.4)$$

Рівняння Ньютона – Ріхмана не відображає вочевидь впливу всієї різноманітності факторів на інтенсивність тепловіддачі: усі ці фактори мають ураховуватися коефіцієнтом тепловіддачі. Загалом коефіцієнт тепловіддачі α залежить від геометричної форми і розмірів поверхні теплообміну, фізичних властивостей рідини (коефіцієнта теплопровідності λ , теплоємності c , густини ρ , динамічної в'язкості μ , коефіцієнта об'ємного розширення β) і швидкості її руху, температурних умов, характеру руху рідини.

Тема 11. Теплопровідність

Диференціальне рівняння теплопровідності. Для твердого тіла і нерухомої рідини проєкції швидкості $w_x = w_y = w_z = 0$ і диференціальне рівняння енергії набуде наступного вигляду:

$$\frac{dt}{d\tau} = \pm \nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c_p}. \quad (11.1)$$

Рівняння (11.1) є диференціальним рівнянням теплопровідності однорідного тіла, що виражає залежність температури будь-якої його точки від координат і часу. Величина $\alpha = \lambda / (\rho c_p)$ називається **коефіцієнтом температуропровідності** (для твердих тіл замість c_p слід підставляти c – питому теплоємність тіла). Коефіцієнт α характеризує теплоінерційні властивості речовини, тобто швидкість зміни температури будь-якої його точки, оскільки λ визначає властивість речовини проводити теплоту, а ρc – міру теплової інерції речовини.

Граничні умови. До умов однозначності мають входити граничні умови, що характеризують особливості протікання процесу теплообміну на границях тіла. Під час розв’язання задач теплопровідності розрізняють такі граничні умови:

- **граничні умови першого роду**, за яких заданим є розподіл температури по всій поверхні тіла у функції від часу;
- **граничні умови другого роду**, за яких заданою є густина теплового потоку по всій поверхні тіла у функції від часу;
- **граничні умови третього роду**, за яких заданими є температура рідини t_p , що омиває поверхню, і коефіцієнт тепловіддачі α між поверхнею тіла та оточуючим середовищем.

Відповідно до закону Ньютона – Ріхмана густина теплового потоку, Вт/м², що передається поверхнею тіла оточуючому середовищу,

$$q = \pm (t_{\text{ст}} - t_p).$$

Згідно із законом збереження енергії ця теплота дорівнює теплоті, яка підводиться до поверхні з глибини тіла теплопровідністю і визначається за законом Фур'є:

$$\alpha(t_{\text{ст}} - t_{\text{п}}) = -\lambda \left(\frac{dt}{dn} \right)_{n=0}. \quad (11.2)$$

Це рівняння є математичним формулюванням граничних умов третього роду.

Теплопровідність плоскої стінки при граничних умовах першого роду. Розглянемо однорідну плоску стінку товщиною δ (рис. 11.1). На зовнішніх поверхнях стінки підтримуються постійні температури $t_{\text{ст}1}$ та $t_{\text{ст}2}$. Коефіцієнт теплопровідності стінки постійний та дорівнює λ . У разі стаціонарного режиму ($\partial t / \partial \tau = 0$) і за відсутністю внутрішніх джерел теплоти ($q_v = 0$) диференціальне рівняння теплопровідності стінки має наступний вигляд:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \quad (11.3)$$

За заданих граничних умов температура в напрямку осей Oy і Oz буде залишатися постійною, тобто $\frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0$ і $\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0$.

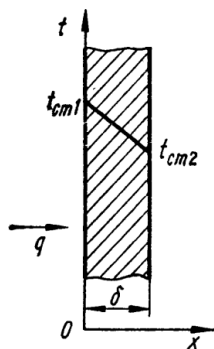


Рис. 11.1. Однорідна плоска стінка

З урахуванням цього температура є функцією тільки однієї координати x і вираз (11.3) набуде наступного вигляду:

$$d^2t/dx^2 = 0. \quad (11.4)$$

Проінтегрувавши вираз (4.4), отримаємо

$$dt/dx = C_1.$$

Друге інтегрування дає

$$t = C_1x + C_2. \quad (11.5)$$

Постійні C_1 та C_2 знайдемо, виходячи з граничних умов: при $x=0$ $t=t_{\text{ст1}}$ і $C_2=t_{\text{ст1}}$; при $x=\delta$ $t=t_{\text{ст2}}=C_1\delta+t_{\text{ст1}}$, звідки $C_1=-(t_{\text{ст1}}+t_{\text{ст2}})/\delta$.

Підставивши значення C_1 і C_2 у рівняння (11.5), отримаємо розподіл температури за товщиною стінки:

$$t = t_{\text{ст1}} - (t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})x/\delta. \quad (11.6)$$

Для визначення густини теплового потоку, що проходить через стінку в напрямку осі Ox , скористаємося законом Фур'є, згідно з яким $q = -\lambda dt/dx$. Урахувавши, що $dt/dx = -C_1 = (t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/\delta$, отримаємо

$$q = \lambda(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/\delta. \quad (11.7)$$

Загальна кількість теплоти, Дж, що передається через поверхню стінки площею F за час τ ,

$$Q_\tau = \lambda(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/F\tau/\delta. \quad (11.8)$$

Відношення λ/δ називається **теплопровідністю стінки**, зворотна величина $R_\lambda = \delta/\lambda$ – її **внутрішнім термічним опором**. При лінійній залежності $\lambda=f(t)$ у рівняння (11.7) і (11.8) замість λ слід підставити значення λ_{cp} , знайдене для середньої арифметичної температури стінки $t_{\text{cp}} = 0,5(t_{\text{ст1}} + t_{\text{ст2}})$.

Розглянемо теплопровідність багатошарової плоскої стінки, яка складається з n однорідних шарів (рис. 11.2). Коефіцієнт теплопровідності кожного шару дорівнює відповідно $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$; товщина шарів $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$.

Густина теплового потоку багат шарової плоскої стінки:

$$q = \frac{t_{\text{cr1}} - t_{\text{cr}(n+1)}}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \dots + \delta_n/\lambda_n} = \frac{t_{\text{cr1}} - t_{\text{cr}(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \delta_i / \lambda_i},$$

де i – номер шару.

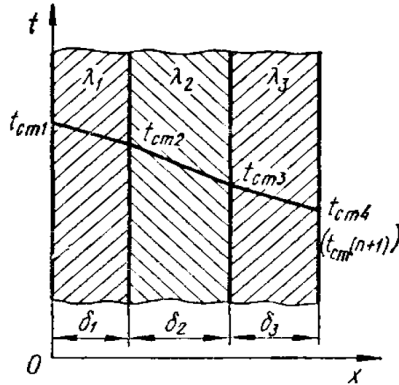


Рис. 11.2. Багат шарова плоска стінка

Теплопровідність циліндричної стінки при граничних умовах першого роду. Розглянемо теплопровідність однорідної циліндричної стінки (труби) великої довжини l , коли тепловіддачею з торців стінки можна знехтувати. Труба має внутрішній радіус r_1 і зовнішній r_2 (рис. 11.3). Коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки λ – величина постійна. На поверхнях стінки задані температури $t_{\text{cr1}} = \text{const}$ та $t_{\text{cr2}} = \text{const}$.

Для розв'язання цієї задачі диференціальне рівняння теплопровідності (11.1) доцільно записати в циліндричній системі координат, скориставшись співвідношеннями, що зв'язують прямокутні і циліндричні координати:

$$x = r \cos \varphi; y = r \sin \varphi; z = z.$$

Тоді рівняння (11.1) набуде наступного вигляду:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \quad (11.9)$$

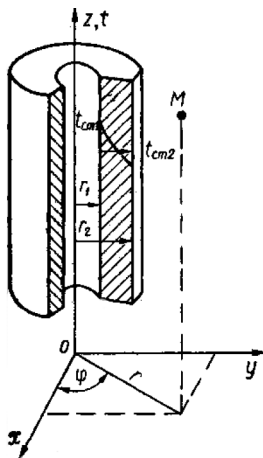


Рис. 11.3. Однорідна циліндрична стінка

Відповідно до заданих умов однозначності температура стінки змінюється тільки уздовж координати r , тобто $t = f(r)$; тому рівняння (11.9) спрощується та набуває наступного вигляду:

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} = 0. \quad (11.10)$$

Введемо нову змінну $u = dt / dr$. Тоді з рівняння (11.10) випливає:

$$du / dr + u / r = 0, \text{ або } du / u + dr / r = 0.$$

Інтегрування останнього рівняння дає

$$\ln u + \ln r = \ln C_1. \quad (11.11)$$

Після потенціювання рівняння (11.11) і переходу до початкової змінної одержимо

$$dt = C_1 dr / r. \quad (11.12)$$

Проінтегрувавши рівняння (11.12), знайдемо

$$t = C_1 \ln r + C_2. \quad (11.13)$$

Для визначення постійних інтегрування C_1 та C_2 скористаємося граничними умовами: за $r=r_1$ $t=t_{\text{ст}1}$, звідки $t_{\text{ст}1} = C_1 \ln r_1 + C_2$; за $r=r_2$ $t=t_{\text{ст}2}$, отже $t_{\text{ст}2} = C_1 \ln r_2 + C_2$.

Розв'язавши систему отриманих рівнянь, знайдемо постійні інтегрування

$$C_1 = \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(r_1 / r_2)}; \quad C_2 = t_{\text{ст}1} - (t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}) \frac{\ln r_1}{\ln(r_1 / r_2)}.$$

Підставивши значення C_1 та C_2 у рівняння (4.14), одержимо

$$t = t_{\text{ст}1} - (t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}) \frac{\ln(r / r_1)}{\ln(r_2 / r_1)}. \quad (11.14)$$

Вираз (11.14) є рівнянням логарифмічної кривої. Отже, розподіл температур у циліндричній стінці є криволінійним. Це пояснюється тим, що густина теплового потоку через будь-яку ізотермічну поверхню циліндричної стінки залежить від радіусу.

Для визначення теплового потоку, що проходить на ділянці циліндричної поверхні довжиною l , скористаємося законом Фур'є

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} F = -\lambda \frac{dt}{dr} 2\pi r l. \quad (11.15)$$

Якщо підставити у (11.15) значення градієнта температури відповідно до (11.12), знайдемо

$$Q = \frac{2\pi\lambda l(t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2})}{\ln(r_2 / r_1)} = \frac{2\pi\lambda l(t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2})}{\ln(d_2 / d_1)}. \quad (11.16)$$

Оскільки площі внутрішньої і зовнішньої поверхонь циліндричної стінки різні, різними будуть і відповідні густини теплових потоків.

У технічних розрахунках тепловий потік відносять до одиниці довжини циліндричної стінки:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi(t_{\text{сr1}} - t_{\text{сr2}})}{\frac{1}{2\lambda} \ln(d_2 / d_1)}, \quad (11.17)$$

де q_l – лінійна густина теплового потоку, Вт/м.

У шарах багатошарової циліндричної стінки лінійна густина теплового потоку q_l не змінюється. Розв'язавши рівняння (11.17) відносно різниці температур для кожного шару, а потім склавши отримані рішення, знайдемо q_l для багатошарової циліндричної стінки

$$q_l = \frac{\pi(t_{\text{сr1}} - t_{\text{сr}(n+1)})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1} / d_i)}. \quad (11.18)$$

Величина $\frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1} / d_i)$ називається **внутрішнім термічним опором** циліндричної стінки (шару). Температура на границі будь-яких двох шарів циліндричної стінки визначається виразом

$$t_{\text{сr}(k+1)} = t_{\text{сr1}} - \frac{q_l}{\pi} \sum_{i=1}^k \frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1} / d_i). \quad (11.19)$$

Теплопровідність плоскої і циліндричної стінок при граничних умовах третього роду (теплопередача). Передача теплоти від одного теплоносія до іншого через тверду стінку, що їх розділяє, називається **теплопередачею**. Прикладом теплопередачі є перенесення теплоти від димових газів до води через стінку труб парового котла, яке включає в себе

радіаційно-конвективне перенесення теплоти від гарячих димових газів до стінки, теплопровідність стінки і конвективну тепловіддачу від внутрішньої поверхні стінки до води.

Особливості протікання процесу на границях стінки під час теплопередачі визначаються граничними умовами третього роду, що характеризуються температурами рідин по обидва боки стінки, а також відповідними коефіцієнтами тепловіддачі.

Плоска стінка. Розглянемо процес теплопередачі через однорідну плоску стінку товщиною δ (рис. 11.4). Задано коефіцієнт теплопровідності стінки λ , температури рідин t_{p1} та t_{p2} , коефіцієнти тепловіддачі α_1 та α_2 . Необхідно знайти тепловий потік від гарячої рідини до холодної і температури на поверхнях стінки t_{cr1} , t_{cr2} .

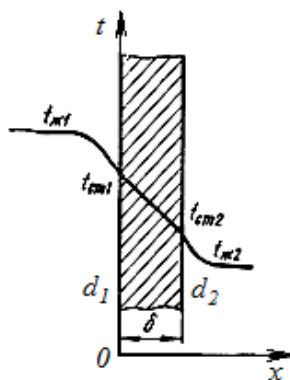


Рис. 11.4. Теплопередача через плоску стінку

Густина теплового потоку тепловіддачею від гарячої рідини до стінки визначається за законом Ньютона – Ріхмана

$$q = \pm_1 (t_{p1} - t_{cr1}).$$

Під час стаціонарного режиму цей же тепловий потік передається теплопровідністю через стінку (див. (11.4) і буде переданий від другої поверхні стінки до холодної рідини тепловіддачею:

$$q = \lambda(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}}) / \delta; \quad q = \alpha_2(t_{\text{ст2}} - t_{\text{п2}}).$$

Переписавши три останніх рівняння у вигляді

$$t_{\text{п1}} - t_{\text{ст1}} = q / \alpha_1; \quad t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}} = q \delta / \lambda; \quad t_{\text{ст2}} - t_{\text{п2}} = q / \alpha_2$$

і склавши їх, одержимо

$$t_{\text{п1}} - t_{\text{п2}} = q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2).$$

Звідси

$$q = k(t_{\text{п1}} - t_{\text{п2}}), \quad (11.20)$$

де

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \quad (11.21)$$

Величина k називається **коефіцієнтом теплопередачі**, Вт/(м² · К), який характеризує кількість теплоти, що проходить через одиницю поверхні стінки за одиницю часу за різниці температур між гарячим та холодним теплоносіями 1 К. Величина, зворотна k , називається **загальним термічним опором теплопередачі**, м² · К/Вт:

$$R = 1/k = 1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2 = R_{\alpha_1} + R_{\lambda} + R_{\alpha_2}. \quad (11.22)$$

Величини $R_{\alpha_1} = 1/\alpha_1$ та $R_{\alpha_2} = 1/\alpha_2$ називаються **зовнішніми термічними опорами**, а R_{λ} – **внутрішнім термічним опором**. Температури на поверхнях стінки:

$$t_{\text{ст1}} = t_{\text{п1}} - q / \alpha_1; \quad (11.23)$$

$$t_{\text{ст2}} = t_{\text{п2}} + q / \alpha_2. \quad (11.24)$$

У випадку багат шарової стінки $R_{\lambda} = \sum_{i=1}^n \delta_i / \lambda_i$. Її коефіцієнт теплопередачі можна розрахувати за формулою

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^n \delta_i / \lambda_i + 1/\alpha_2}. \quad (11.25)$$

Циліндрична стінка. Розглянемо однорідну циліндричну стінку, внутрішній діаметр якої d_1 , зовнішній d_2 , а коефіцієнт теплопровідності λ – постійний (рис. 11.5). Задано температури гарячої t_{p1} та холодної t_{p2} рідин, а також відповідні значення коефіцієнтів тепловіддачі α_1 та α_2 . При сталому тепловому режимі можна записати:

$$q_l = \alpha_1 \pi d_1 (t_{p1} - t_{cr1}); \quad q_l = \frac{\pi(t_{cr1} - t_{cr2})}{\frac{1}{2\lambda} \ln(d_2 / d_1)};$$

$$q_l = \alpha_2 \pi d_2 (t_{cr2} - t_{p2}). \quad (11.26)$$

Тут πd_2 та πd_1 – площі зовнішньої та внутрішньої поверхонь циліндричної стінки довжиною 1 м. Вирішивши рівняння (11.26) відносно різниці температур, а потім склавши отримані рішення, знайдемо

$$q_l = k_l \pi (t_{p1} - t_{p2}), \quad (11.27)$$

де

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (11.28)$$

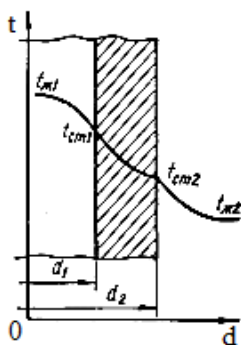


Рис. 11.5. Теплопередача через циліндричну стінку

Величина k_l називається **лінійним коефіцієнтом теплопередачі**, який чисельно дорівнює кількості теплоти, що проходить через циліндричну стінку довжиною 1 м за одиницю часу за різниці температур між гарячою та холодною рідинами в 1 К. Величина, зворотна k_l , називається **загальним лінійним термічним опором**:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (11.29)$$

Загальний лінійний термічний опір циліндричної стінки складається із **зовнішніх термічних опорів** R_{α_1} , R_{α_2} і **внутрішнього термічного опору** R_λ . У випадку багат шарової циліндричної стінки, що складається з n шарів,

$$R_\lambda = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1} / d_i).$$

Тоді

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1} / d_i) + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}. \quad (11.30)$$

Температури поверхонь циліндричної стінки з (4.27):

$$t_{\text{ст1}} = t_{\text{р1}} - \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \quad (11.31)$$

$$t_{\text{ст2}} = t_{\text{ст1}} - \frac{q_l}{2\lambda\pi} \ln(d_2 / d_1). \quad (11.32)$$

Якщо товщина циліндричної стінки не дуже велика (при $d_2 / d_1 \leq 1,8$), то замість (11.27) у розрахунках можна застосовувати формулу для плоскої стінки (11.20), яка в цьому випадку (для труби довжиною 1 м) набуде наступного вигляду:

$$q_l = k\pi d_p (t_{p1} - t_{p2}) = \frac{\pi d_p (t_{p1} - t_{p2})}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}, \quad (11.33)$$

де k – коефіцієнт теплопередачі для плоскої стінки, що визначається за формулою (11.21); d_p – розрахунковий діаметр стінки; δ – товщина стінки, яка дорівнює пів різниці діаметрів.

Під час вибору розрахункового діаметра d_x слід дотримуватися правила:

якщо $\alpha_1 \gg \alpha_2$, то $d_p = d_2$;

якщо $\alpha_1 \approx \alpha_2$, то $d_p = 0,5(d_1 + d_2)$;

якщо $\alpha_1 \ll \alpha_2$, то $d_p = d_1$.

Критичний діаметр теплової ізоляції. *Тепловою ізоляцією* називається покриття з теплоізоляційного матеріалу, що сприяє зниженню втрат теплоти до навколишнього середовища. Розглянемо випадок, коли циліндрична стінка покрита одношаровою тепловою ізоляцією (рис. 11.6,*а*). Величини α_1 , α_2 , λ_1 , та λ_{i3} вважаємо заданими. Простежимо, як буде змінюватися повний лінійний термічний опір теплопередачі R_l під час зміни товщини ізоляції за рахунок зміни її діаметра d_3 . Скориставшись виразом (11.29), запишемо

$$\begin{aligned} R_l &= \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln(d_2 / d_1) + \frac{1}{2\lambda_{i3}} \ln(d_3 / d_2) + \frac{1}{\alpha_2 d_3} = \\ &= R_{\alpha_1} + R_{\lambda_1} + R_{i3} + R_{\alpha_2}. \end{aligned} \quad (11.34)$$

У разі збільшення зовнішнього діаметра ізоляції d_3 збільшується R_{i3} та одночасно зменшується R_{α_2} . Візьмемо похідну від R_l по d_3 та прирівняємо її до нуля:

$$\frac{\partial R_l}{\partial d_3} = \frac{1}{2\lambda_{i3} d_3} - \frac{1}{\alpha_2 d_3^2} = 0.$$

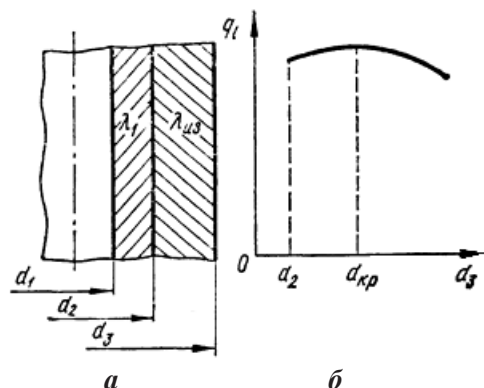


Рис. 11.6. Схема визначення критичного діаметра теплової ізоляції:
 а – циліндрична стінка з одношаровою тепловою ізоляцією;
 б – залежність діаметра ізоляції d_3 від лінійної густини теплового потоку

Знайдене з цього рівняння значення d_3 , що відповідає екстремальній точці кривої $R_l = f(d_3)$, називається **критичним діаметром**:

$$d_{\text{кр}} = 2\lambda_{\text{из}} / \alpha_2. \quad (11.35)$$

Друга похідна від R_l у цій точці буде більша нуля. Отже, критичному діаметру ізоляції відповідає мінімальний термічний опір та максимальна лінійна густина теплового потоку, яка дорівнює

$$q_l = \pi k_l (t_{\text{p1}} - t_{\text{p2}}).$$

Аналіз рівняння (11.34) подає (рис. 11.6,б), що зміна діаметра ізоляції d_3 у межах $d_2 < d_3 < d_{\text{кр}}$ супроводжується зростанням теплових втрат за рахунок збільшення площі поверхні тепловіддачі ізоляції; при $d_3 = d_{\text{кр}}$ ці втрати досягають максимуму, і тільки при $d_3 > d_{\text{кр}}$ тепла ізоляція виправдовує своє призначення, тобто збільшення її зовнішнього діаметра приводить до зменшення теплових втрат.

Отже, для ефективного застосування ізоляції необхідно, щоб її критичний діаметр був менше зовнішнього діаметра

трубопроводу d_2 , або дорівнював йому, тобто $d_2 \geq d_{\text{кр}}$. Підставивши в цю нерівність вираз для $d_{\text{кр}}$ з (11.35), отримаємо умову використання теплової ізоляції $\lambda_{\text{із}} \leq \alpha_2 d_2 / 2$. Якщо ця умова не виконується, ізоляційний матеріал підібраний неправильно.

Інтенсифікація теплопередачі. У техніці часто доводиться розв'язувати задачу збільшення теплового потоку – інтенсифікації теплопередачі.

У разі незмінної різниці температур між теплоносіями переданий тепловий потік залежить від коефіцієнта теплопередачі, що витікає з (11.20). Оскільки теплопередача – процес складний, розгляд шляхів її інтенсифікації пов'язаний з аналізом окремих складових процесу. Коефіцієнт теплопередачі плоскої стінки:

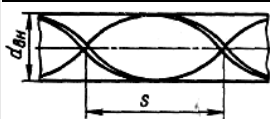
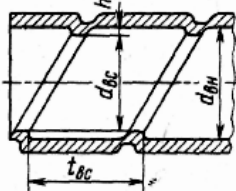
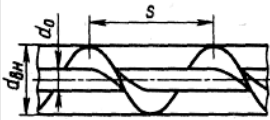
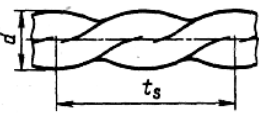
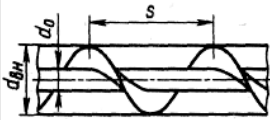
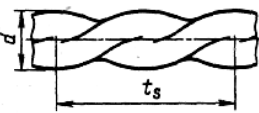
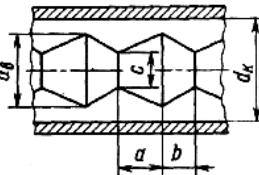
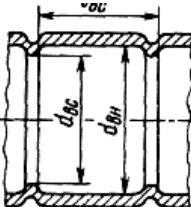
$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}$$

і підвищити його можна шляхом зменшення товщини стінки або вибору більш теплопровідного матеріалу. Якщо термічний опір стінки малий, то при $\delta/\lambda \rightarrow 0$

$$k' = \frac{1}{1/\alpha_1 + 1/\alpha_2} = \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1/\alpha_2} = \frac{\alpha_2}{1 + \alpha_2/\alpha_1}.$$

Звідси випливає, що коефіцієнт теплопередачі завжди менше найменшого з коефіцієнтів тепловіддачі. Отже, для підвищення коефіцієнта теплопередачі слід збільшувати найменше із значень коефіцієнтів тепловіддачі α_1 або α_2 . Якщо $\alpha_1 \approx \alpha_2$, то необхідно збільшувати кожне значення α . Збільшити α можна за рахунок підвищення швидкості руху теплоносія, зменшення характерного розміру поверхні теплообміну, руйнування в'язкого підшару (створення штучної шорсткості на поверхні теплообміну, канавок на поверхні каналу, табл. 11.1), турбулізації потоку під час ламінарного руху теплоносія в каналі і т. д. (табл. 11.1).

**Таблиця 11.1. Схеми пристроїв для інтенсифікації тепло-
віддачі в каналах**

Схема		Схема	
Закручена стрічка		Труба з гвин- товими плавно окресле- ними виступами	
			
Безперерв- ний шнеко- вий завих- рювач		Кручена труба	
Кільцевий канал типу дифузор- конфузор		Плавно окреслені кільцеві виступи на внутрішній поверхні труби	

Тема 12. Конвективний теплообмін

Характер руху рідини поблизу вертикальної стінки й горизонтальної труби та тепловіддача в необмеженому просторі. Процес теплообміну під час вільної конвекції (вільний рух) рідини має досить широке поширення як у техніці, так і в побуті. Вільним називається рух рідини внаслідок різниці густин нагрітих і холодних частинок. Наприклад, під час зіткнення повітря з нагрітим тілом повітря нагрівається, легшає і піднімається вгору. Якщо ж тіло холодніше повітря, тоді навпаки, від зіткнення з ним повітря охолоджується, стає важче й опускається вниз. У цих випадках рух повітря виникає без зовнішнього спонукання в результаті самого процесу теплообміну.

Розглянемо фізичну природу виникнення вільного руху рідини. Різниця густин більш та менш нагрітих об'ємів рідини $\rho_p - \rho = \beta \rho_p (t - t_p)$ приводить до того, що на будь-який одиничний об'єм прогрітої рідини діятиме підйомна сила, яка дорівнює сумі Архімедової сили $F_A = -\rho_p g$ і сили тяжіння $G = \rho g$:

$$F_{\pi} = F_A + G = -g(\rho_p - \rho) = -\beta \rho_p g (t - t_p), \quad (12.1)$$

де β – температурний коефіцієнт об'ємного розширення.

Підйомна сила F_{π} переміщує прогріту рідину вгору без будь-яких спонукальних пристроїв (виникає природна конвекція). Усі міркування про виникнення природної конвекції справедливі й для випадку охолодження рідини з тією лише різницею, що рідина біля холодної поверхні рухатиметься вниз, оскільки її густина буде більше ніж на відстані від поверхні. Через в'язке тертя течія рідини біля поверхні загальмовується, тому, не дивлячись на те, що найбільше прогрівання рідини, а, відповідно, і найбільша підйомна сила під час природної конвекції, будуть біля поверхні теплообміну, швидкість руху частинок рідини, прилиплих до самої поверхні, дорівнює нулю.

Під час вільного руху рідини в примежовому шарі температура рідини змінюється від t_{ct} до t_p , а швидкість – від нуля на стінці проходить через максимум і на великому видаленні від стінки знову дорівнює нулю (рис. 12.1).

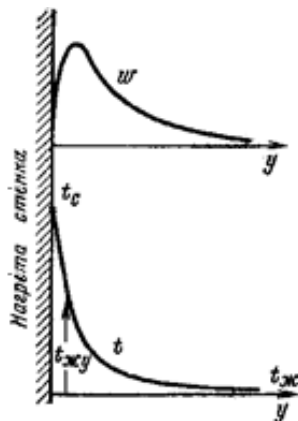


Рис. 12.1. Зміна температури і швидкості під час вільного руху середовища уздовж нагрітої вертикальної стінки

Спочатку товщина нагрітого шару мала і плин рідини має струминний, ламінарний характер. Але за напрямком руху товщина шару збільшується і за певного його значення плин рідини стає нестійким, хвилювим і переходить у невпорядковане-вихрове, турбулентне з відривом вихорів від стінки. Зі зміною характеру руху змінюється і тепловіддача. Під час ламінарного руху внаслідок збільшення товщини примежового шару коефіцієнт тепловіддачі за напрямком руху зменшується, а під час турбулентного він різко зростає і потім за високою залишається постійним.

У розвитку вільного руху форма тіла відіграє другорядну роль. Тут більше значення мають довжина поверхні, уздовж якої відбувається рух, та її положення. Описана вище картина руху рідини уздовж вертикальної стінки (або уздовж

вертикальної труби) типова також і для горизонтальних труб, і тіл овальної форми. Характер руху повітря біля нагрітих горизонтальних труб різного діаметра поданий на рис. 12.2.

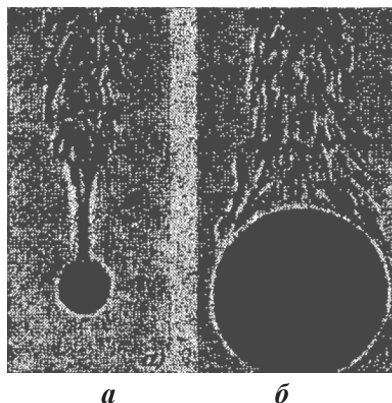


Рис. 12.2. Характер вільного руху повітря біля горизонтальних труб:
a – 28 мм; *б* – 250 мм; вигляд з торця

Біля нагрітих горизонтальних плоских стінок або плит рух рідини має інший характер і значною мірою залежить від положення плити та її розмірів. Якщо нагріта поверхня звернена догори, то рух протікає за схемою рис. 12.3,*a*. До того ж якщо плита має більші розміри, то внаслідок наявності із країв суцільного потоку нагрітої рідини центральна частина плити виявляється ізольованою. Її вентиляція відбувається лише за рахунок припливу (провалу) холодної рідини зверху (рис. 12.3,*б*). Якщо ж нагріта поверхня звернена вниз, то в цьому випадку рух відбувається лише в тонкому шарі під поверхнею (рис. 12.3,*в*); інша ж маса рідини нижче цього шару залишається нерухливою.

Розглянута картина руху рідини відноситься до випадків, коли поверхні, які замикають середовище, на розвиток вільного руху не впливають. Такий рух називається *вільним рухом у великому об'ємі*.

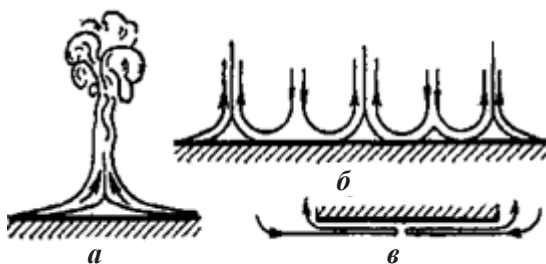


Рис. 12.3. Характер вільного руху рідини біля нагрітих горизонтальних плит

Під час вивчення інтенсивності теплообміну в умовах вільного руху були проведені дослідження з різними тілами й різними рідинами. У результаті узагальнення дослідних даних отримані рівняння подібності для середніх значень коефіцієнта тепловіддачі. У цих формулах як визначальна температура взята температура навколишнього середовища t_p . Як визначальний розмір для горизонтальних труб взятий діаметр d , а для вертикальних поверхонь – висота h .

Закономірність середньої тепловіддачі для горизонтальних труб діаметром d при $103 < Gr_{dp} Pr_p < 108$ має вигляд:

$$\overline{Nu}_{dp} = 0,5(Gr_{dp} Pr_p)^{0,25} (Pr_p / Pr_{ct})^{0,25}, \quad (12.2)$$

а закономірність середньої тепловіддачі для вертикальних поверхонь (труби, пластини) наступна:

а) при $103 < Gr_{hp} Pr_p < 109$ (ламінальний режим)

$$\overline{Nu}_{hp} = 0,76(Gr_{hp} Pr_p)^{0,25} (Pr_p / Pr_{ct})^{0,25}; \quad (12.3)$$

б) при $Gr_{hp} Pr_p > 109$ (турбулентний режим)

$$\overline{Nu}_{hp} = 0,15(Gr_{hp} Pr_p)^{0,33} (Pr_p / Pr_{ct})^{0,25}. \quad (12.4)$$

Для газів $Pr_p = \text{const}$, а $Pr_p / Pr_{ct} = 1$ і тому всі наведені вище розрахункові формули спрощуються. Для повітря $Pr_p = 0,7$ і співвідношення (12.2) – (12.4) набувають наступного вигляду:

$$\overline{Nu}_{dp} = 0,46Gr_{dp}^{0,25}, \quad \overline{Nu}_{hp} = 0,695Gr_{hp}^{0,25}, \quad \overline{Nu}_{hp} = 0,133Gr_{hp}^{0,33}.$$

Гідродинамічні умови розвитку процесу та тепловіддача під час поперечного омивання одиночної труби та пучків труб. Одиночні труби. Процес тепловіддачі під час поперечного обтікання труб має низку особливостей, які пояснюються гідродинамічною картиною руху рідини поблизу поверхні труби. Дослідження показують, що плавний, безвідривний характер обтікання труби має місце тільки за дуже малих числах $Re_p = w_p d / \nu_p < 5$, де швидкість w_p віднесена до найбільш вузького перерізу каналу, (рис. 12.4,*а*). За значно більших числах Re_p , характерних для практики, обтікання труби завжди супроводжується утворенням у кормовій частині вихрової зони, як це показано на рис. 12.4,*б* та *в*. До того ж характер та умови омивання передньої (фронтової) і задньої (кормової) половин циліндра зовсім різні.

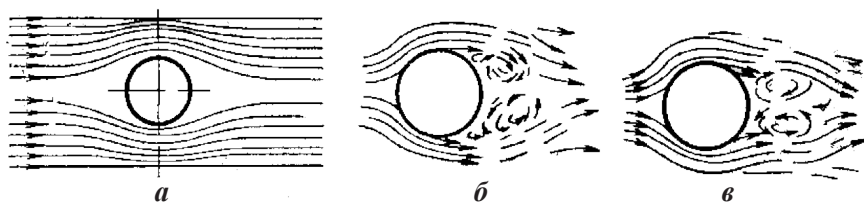


Рис. 12.4. Обтікання одиночного циліндра:
а – безвідривне; *б* – відрив ламінарного примежового шару;
в – відрив турбулентного примежового шару

У лобовій точці потік, що набігає, розділяється на дві частини і плавно обтікає передню частину периметра труби. На поверхні труби утворюється примежовий шар, який має найменшу товщину в лобовій точці й далі поступово наростає в розмірах. Розвиток примежового шару уздовж периметра труби відбувається в умовах змінної зовнішньої швидкості потоку і змінного тиску. Швидкість шарів рідини, що прилягають до зовнішньої межі примежового шару, збільшується уздовж периметра труби, а тиск, відповідно до рівняння

Бернуллі, зменшується. У разі досягнення точки периметра, що відповідає куту $\varphi = 90^\circ$ (кут відлічується від лобової точки), швидкість досягає найбільших значень і далі починає зменшуватися, що супроводжується відповідним збільшенням (відновленням) тиску. У цій області примежовий шар стає нестійким, у ньому виникає зворотня течія (рис. 12.4), яка відтискує потік від поверхні. У підсумку відбувається відрив потоку й утворення вихрової зони, що охоплює кормову частину труби. Положення точки відриву примежового шару залежить від значення Re_p і степеня турбулентності потоку, що набігає. У разі малого степеня турбулентності зовнішнього потоку й невеликих числах Re_p , течія у примежовому шарі аж до точки відриву має ламінарний характер. До того ж місце розташування зони початку відриву примежового шару характеризується кутом $\varphi = 80-85^\circ$ (рис. 12.4,б). За значних числах Рейнольдса ($Re_p = (1-4) \cdot 10^5$) режим течії на більшій частині периметра в примежовому шарі стає турбулентним. Турбулентний примежовий шар більш стійкий, зона початку відриву відсувається в область більших кутів $\varphi = 120-140^\circ$ (рис. 12.4,в).

У вихровій зоні рух рідини має складний і неупорядкований характер, причому середня інтенсивність вихрового руху й перемішування рідини збільшується з ростом Re_p . Така своєрідна картина обтікання труби значною мірою відбивається і на тепловіддачі. Інтенсивність тепловіддачі за окружністю труби неоднакова. Максимальне значення коефіцієнта тепловіддачі спостерігається на фронтальній утворюючій циліндра $\varphi = 0^\circ$, де товщина примежового шару найменша. По поверхні циліндра в напрямку руху рідини інтенсивність теплообміну різко падає і при $\varphi = 90^\circ$ досягає мінімуму. Ця зміна пов'язана з наростанням товщини примежового шару, який як би ізолює поверхню труби від основного потоку.

Складний характер обтікання циліндра суттєво ускладнює теоретичне дослідження закономірностей теплообміну. Тому

основним методом вивчення тепловіддачі, у разі поперечного обтікання труб, є експеримент. Результати досліджень зазвичай обробляються в числах подібності і надають у вигляді залежності $Nu=f(Re,Pr)$. Як визначальний розмір звичайно береться діаметр циліндра.

Дослідження показують, що коефіцієнт тепловіддачі значною мірою залежить від швидкості потоку, що набігає, густини й теплопровідності, і меншою мірою від теплоємності та в'язкості рідини. Крім того, коефіцієнт тепловіддачі суттєво залежить від температури рідини, температурного напору й напрямку теплового потоку. Під час нагрівання краплинної рідини значення коефіцієнта тепловіддачі завжди вище, ніж під час охолодження.

У результаті аналізу й узагальнення існуючих експериментальних даних для розрахунків середнього за периметром труби коефіцієнта тепловіддачі можна рекомендувати залежності:

при $Re_{dp} < 10^3$ маємо рівняння

$$\overline{Nu}_{dp} = 0,56 Re_{dp}^{0,5} Pr_p^{0,36} (Pr_p / Pr_{ст})^{0,25};$$

при $Re_{dp} > 10^3$ маємо рівняння

$$\overline{Nu}_{dp} = 0,28 Re_{dp}^{0,6} Pr_p^{0,36} (Pr_p / Pr_{ст})^{0,25}.$$

Пучки труб. Процес тепловіддачі ще більше ускладнюється, якщо в поперечному потоці рідини є не одна, а пучок труб. У техніці поширені два основні типи трубних пучків – коридорний і шаховий (рис. 12.5). Характеристиками пучка є: поперечний крок S_1 , поздовжній крок S_2 , зовнішній діаметр труб d , кількість рядів труб у напрямку руху рідини n , а також відносні відстані між осями труб за шириною пучка S_1/d і його глибиною S_2/d .

Від схеми компонування пучка залежать характер руху рідини й омивання трубок (рис. 12.6). Умови омивання першого ряду трубок в обох пучках близькі до умов омивання одиночної трубки. Для наступних же рядів характер омивання змінюється. У коридорних пучках (рис. 12.6,*a*) усі трубки

другого й наступних рядів перебувають у вихровій зоні поперед розміщених труб; між трубками за глибиною пучка спостерігається застійна зона зі слабкою циркуляцією рідини. Тому тут як лобова, так і кормова частини трубок омиваються зі значно меншою інтенсивністю, ніж ті ж частини одиночної трубки або лобова частина першого ряду в пучку. У шахових пучках (рис. 12.6,б) глибоко розташовані трубки за характером омивання мало чому відрізняються від трубок першого ряду.

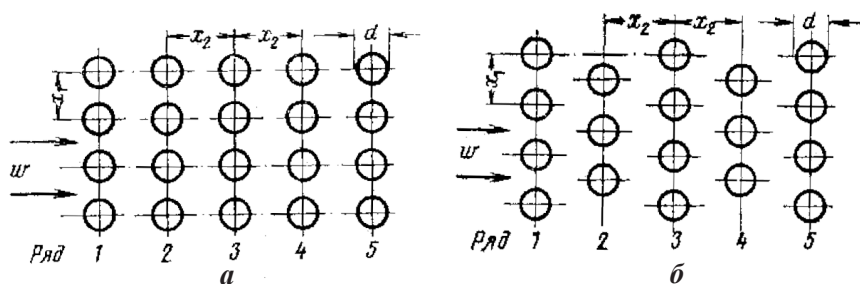


Рис. 12.5. Схеми розташування труб у коридорних (а) і шахових (б) пучках

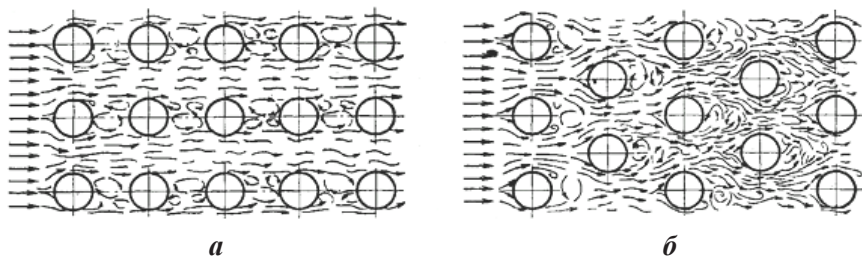


Рис. 12.6. Картина руху рідини в коридорних (а) і шахових (б) пучках із круглих труб

На рис. 12.7 наведені результати дослідження зміни тепловіддачі за окружністю труб для різних рядів у коридорних і шахових пучках. З огляду кривих випливає, що для першого ряду коридорних пучків зміна відносної тепловіддачі за

окружністю майже точно відповідає тепловіддачі для одиночної трубки. Для шахових пучків крива має такий же характер, але зміни тут більш різкі. Для других і всіх наступних рядів характер кривих відносної тепловіддачі змінюється.

Типовими стали криві, наведені на рис. 12.8. У коридорних пучках максимум тепловіддачі спостерігається не в лобовій точці, а на відстані 50° від неї. Таких максимумів два й розташовані вони саме в тих областях поверхні труби, де відбувається удар струменів, що набігають. Лобова ж частина безпосереднього впливу потоку не зазнає, тому тут тепловіддача невисока. У шахових пучках максимум тепловіддачі для всіх рядів залишається в лобовій точці.

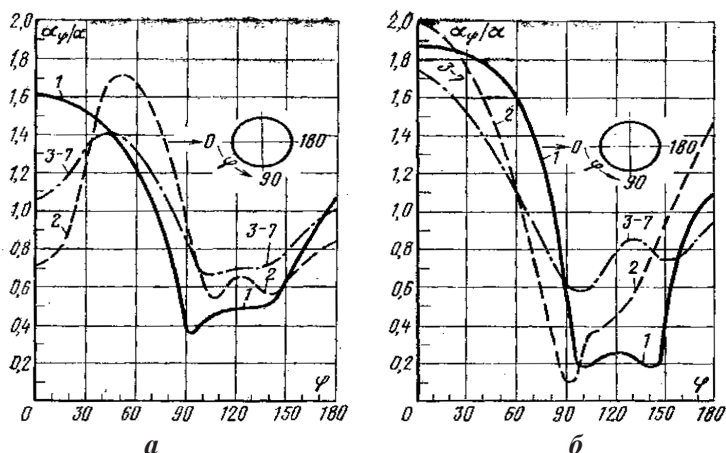


Рис. 12.7. Зміна тепловіддачі за окружністю труб для різних рядів у коридорних (а) і шахових (б) пучках ($Re = 14 \cdot 10^3$); 1–7 – номери рядів труб

Наведений аналіз показує, що тепловіддача труб у пучку, а також зміна тепловіддачі за окружністю зазвичай визначаються характером обтікання. У разі зміни умов омивання змінюється і тепловіддача. Остання обставина з успіхом може бути використана під час компоновання пучків.

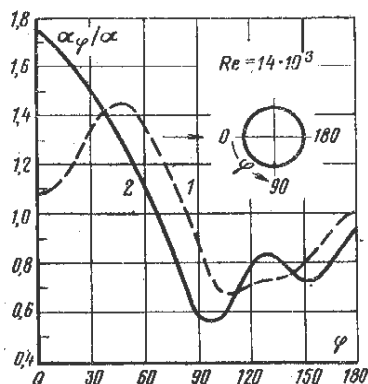


Рис. 12.8. Типова зміна тепловіддачі за окружністю труб у коридорних (1) і шахових (2) пучках

Під час вивчення тепловіддачі залежно від типу пучка, діаметра труб, відстані між ними, температури рідини та інших факторів проведена велика кількість досліджень. На основі результатів цих робіт можна зробити низку загальних висновків. Тепловіддача першого ряду різна й визначається початковою турбулентністю потоку. Тепловіддача другого і третього рядів у порівнянні з першим поступово зростає. Якщо тепловіддачу третього ряду взяти за 100 %, то в шахових і коридорних пучках тепловіддача першого ряду становить усього лише близько 60 %, а другого – у коридорних пучках близько 90 % і в шахових – близько 70 %. Причиною зростання тепловіддачі є збільшення турбулентності потоку під час проходження його через пучок. Починаючи із третього ряду, турбулентність потоку набуває стабільного характеру, властивого даному компонованню пучка. За абсолютним значенням тепловіддача в шахових пучках вище, ніж у коридорних, що обумовлюється кращим перемішуванням рідини, що омиває труби.

Середній коефіцієнт тепловіддачі для третього та наступних рядів, у разі поперечного обтікання пучків в інтервалі $Re_p = 10^3 - 10^5$, можна розраховувати за формулою

$$\overline{Nu}_{df} = C Re_{df}^n Pr_p^{0,33} (Pr_p / Pr_{ст})^{0,25} \varepsilon_s \varepsilon_\psi. \quad (12.5)$$

Для шахових пучків $C=0,41$, $n=0,6$; для коридорних – $C=0,26$, $n=0,65$. Визначальним розміром у (12.5) є зовнішній діаметр труб, визначальною температурою – середнє значення між температурами рідини до пучка і після нього. Швидкість розраховується як відношення об'ємної витрати теплоносія за t_p до найвужчого перерізу в пучку, ширина якого менше ширини каналу на значення добутку зовнішнього діаметра труб на їх кількість в одному ряду. Поправочний коефіцієнт ε_s ураховує вплив відносних поперечного s_1/d і поздовжнього s_2/d кроків. Для шахових пучків $\varepsilon_s = (s_1/s_2)^{1/6}$ при $s_1/s_2 < 2$ і $\varepsilon_s = 1,12$ при $s_1/s_2 \geq 2$. Для коридорних пучків $\varepsilon_s = (s_2/d)^{-0,15}$.

Значення коефіцієнта тепловіддачі для трубок першого ряду пучка визначаються шляхом множення знайденого за (12.5) середнього значення коефіцієнта тепловіддачі для трубок третього ряду на поправочний коефіцієнт $\varepsilon_1=0,6$. Для трубок другого ряду в коридорних пучках $\varepsilon_2=0,9$, а в шахових пучках $\varepsilon_2=0,7$; для третього і наступних рядів коридорних і шахових пучків $\varepsilon_3=1$.

Середнє значення коефіцієнта тепловіддачі для всього пучка труб можна розрахувати за формулою

$$\bar{\alpha} = \sum_{i=1}^n \bar{\alpha}_i F_i / \sum_{i=1}^n F_i ,$$

де $\bar{\alpha}_i$ – середній коефіцієнт тепловіддачі i -го ряду труб; F_i – поверхня теплообміну i -го ряду труб; n – кількість рядів труб у пучку.

Подібність процесів конвективного теплообміну. Теорія подібності – учення про подібні явища. Поняття подібності можна розповсюджувати на будь-які фізичні явища, у тому числі й на теплові. Можна говорити про подібність картин руху двох потоків рідини – **кінематичну подібність**; про подібність сил, що спричиняють подібні між собою рухи – **динамічну подібність**; про подібність картин розподілу

температур і теплових потоків – **теплову подібність** і так далі. Поняття подібності фізичних явищ зводиться до наступних положень:

- поняття подібності можна застосовувати тільки до явищ одного і того ж класу, які якісно однакові й аналітично описуються рівняннями, однаковими як за формою, так і за змістом. Якщо ж математичний опис двох явищ однаковий за формою, але відмінний за фізичним змістом, такі явища називаються **аналогічними**. Така аналогія існує між процесами теплопровідності, електропровідності та дифузії;

- обов’язковою передумовою подібності фізичних явищ має бути геометрична подібність, тобто подібні явища завжди протікають у геометрично подібних системах;

- під час аналізу подібних явищ співставляти між собою можна тільки однорідні величини і лише у схожих точках простору та у схожі моменти часу. *Однорідними* називають такі величини, котрі мають однаковий фізичний смисл і однакову розмірність. Схожими точками геометрично подібних систем називають такі, координати яких задовольняють умові: $x'' = C_l x'$; $y'' = C_l y'$; $z'' = C_l z'$. Два проміжки часу τ' і τ'' називаються схожими, якщо вони мають загальний початок відліку й пов’язані перетворюванням подібності $\tau'' = C_\tau \tau'$;

- подібність двох фізичних явищ означає подібність усіх величин, що характеризують явище, яке розглядається. Це означає, що у схожих точках простору і у схожі моменти часу будь-яка величина ϕ' першого явища пропорційна однорідній з нею величині ϕ'' другого явища, тобто $\phi'' = C_\phi \phi'$.

Коефіцієнт пропорційності C_ϕ називають **константою** подібності; ні від координати, ні від часу C_ϕ не залежить. Кожна фізична величина має свою константу подібності (наприклад C_τ , C_l). Таким чином подібність двох явищ означає подібність полів одноіменних фізичних величин, що визначають ці явища.

Критерії (числа) подібності для конвективного теплообміну та їх фізичний смисл. Між константами подібності C_ϕ

у подібних явищах завжди існують точно визначені співвідношення. Ці співвідношення виводяться з аналізу математичного опису процесів. Вони мають центральне значення в теорії подібності, бо установлюють існування особливих величин, які називають *числами* (критеріями) *подібності*.

Числа подібності – це безрозмірні комплекси, складені з величин, що характеризують явище, і які для подібних явищ у схожих точках зберігають одне й теж числове значення. Числа подібності називають іменами вчених і позначають двома початковими буквами їх прізвищ. Аналіз рівнянь конвективного теплообміну дозволяє отримати такі числа подібності:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda}$$
 – число Нусельта, яке характеризує інтенсивність конвективного теплообміну між рідиною і поверхнею твердого тіла (l – характерний розмір системи);

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$$
 – число Прандтля, яке характеризує теплофізичні властивості теплоносія;

$$\text{Gr} = \frac{g\beta\Delta t l^3}{\nu^2}$$
 – число Грасгофа, яке характеризує співвідношення між піднімальною силою, що виникає внаслідок різниці густин холодної і нагрітої рідини, та силами в'язкості;

$$\text{Re} = \frac{wl}{\nu}$$
 – число Рейнольда, яке характеризує співвідношення між силами інерції та силами в'язкості;

$$\text{Eu} = \frac{\Delta p}{\rho w^2}$$
 – число Ейлера, яке характеризує співвідношення між силами тиску й силами інерції (визначає гідромеханічну подібність течій теплоносіїв).

Основні положення теорії подібності можна сформулювати у вигляді трьох теорем.

Перша теорема подібності: подібні між собою процеси мають чисельно однакові числа подібності.

Друга теорема подібності: залежність між параметрами, що характеризують будь-який процес, може бути подана у вигляді залежності між числами подібності. Ці залежності між числами подібності називають **рівняннями подібності**. Для явищ тепловіддачі рівняння подібності загалом має вигляд: $Nu = f(Re, Gr, Pr)$.

Для подібних між собою процесів рівняння подібності однакові. Отже, представляючи результати будь-якого досліду в числах подібності, ми отримуємо **узагальнену** залежність, яка справедлива для всіх подібних між собою процесів.

Третя теорема подібності відповідає на питання: які умови необхідні й достатні, щоб процеси були подібними. Третя теорема подібності формулюється так: подібні ті процеси, умови однозначності яких подібні, а числа подібності, які складені з величин, що входять до умов однозначності, мають однакове числове значення.

Числа подібності, які складені з величин, що входять до умов однозначності, називаються **визначальними** або **критеріями подібності**. Числа подібності, які визначаються з рівнянь подібності та містять і інші величини, що не входять до умов однозначності, називаються **визначуваними** (наприклад, Re, Gr, Pr є визначальними числами, а Nu – визначуване число).

Таким чином, теорія подібності дозволяє без інтегрування диференціальних рівнянь отримати з них числа подібності і, використовуючи дослідні дані, установити рівняння подібності, які дійсні для всіх подібних між собою процесів.

Умови подібності процесів конвективного теплообміну. Під час вимушеного руху теплоносія ці умови формулюються наступним чином:

- подібними можуть бути лише процеси теплообміну, які протікають у геометрично подібних системах;
- необхідною передумовою подібності є подібність полів швидкостей, температур і тисків у вхідному перерізі таких систем.

Під час виконання цих умов стаціонарні процеси конвективного теплообміну в разі вимушеного руху будуть подібні, якщо

$$Re = idem ; Pr = idem .$$

Число Re визначає гідромеханічну подібність течій теплоносіїв. За рівності чисел Re умова однаковості чисел Pr забезпечує теплову подібність, тобто подібність полів температурних напорів і теплових потоків у всьому об'ємі системи, що розглядається. Відповідно до теорії подібності, для подібних процесів мають бути однаковими також і визначувані числа подібності, тобто числа Nu .

Рівняння подібності для процесів конвективного теплообміну під час вимушеного руху має наступний вигляд:

$$Nu = f(Re, Pr) .$$

У разі вільної конвекції умови подібності процесів теплообміну формулюються таким чином:

- подібними можуть бути процеси, що протікають у геометрично подібних системах;
- необхідно забезпечити подібність температурних полів на поверхнях нагріву або охолодження.

Під час виконання цих вимог стаціонарні процеси вільної конвекції будуть подібними, якщо виконується умови

$$Gr = idem ; Pr = idem .$$

Рівність чисел Gr і Pr забезпечує подібність процесів вільної конвекції, тобто подібність полів температурних напорів, теплових потоків і швидкостей у геометрично подібних системах. Визначуване число подібності, число Nu , також стає однаковим у таких системах.

Вигляд рівняння подібності для процесів теплообміну під час вільної конвекції:

$$Nu = f(Gr, Pr) .$$

Тема 13. Теплообмін під час кипіння і конденсації

Процес кипіння. Режими кипіння. Криза кипіння. *Кипінням* називається процес переходу речовини з рідкого стану в пароподібний, який характеризується появою парової фази в середині рідини, що нагріта до температури, яка вище за температуру насичення t_n . Кипіння може відбуватися у всьому об'ємі рідини або на твердій поверхні нагріву; парові пухирчики утворюються в окремих точках поверхні – **центрах пароутворення**, якими можуть слугувати мікросорсткості поверхні нагріву, адсорбовані поверхнею пухирчики газу і тверді частинки. У промислових пристроях кипіння може відбуватися в умовах спрямованого руху рідини (**природна** або **примусова** циркуляція, наприклад, у паротвірних трубах котельних агрегатів) або в умовах природної конвекції на поверхні нагріву, яка занурена в рідину (**кипіння у великому об'ємі**). В обох випадках спостерігаються два відмінні за механізмом перенесення теплоти режими кипіння: **пухирковий** та **плівковий**.

У разі **пухиркового режиму кипіння** парова фаза утворюється у вигляді окремих парових пухирчиків, які періодично зароджуються в центрах пароутворення. Температура рідини поблизу поверхні нагріву під час кипіння перевищує температуру насичення. Максимальне перегрівання рідини дорівнює температурному напору $\Delta t = t_{\text{ст}} - t_n$.

Збільшення перегріву рідини призводить до зменшення мінімального радіуса пухирчика і до появи все більшої кількості діючих центрів пароутворення за рахунок додаткового включення до процесу сорсткостей менших розмірів. Паровий пухирчик, що зароджується, зростає внаслідок підведення теплоти до відривного діаметра d_0 , потім відривається від поверхні нагріву і спливає, захоплюючи за собою деяку кількість рідини з пристінної області до основного об'єму. Простір, який звільняється на поверхні нагріву, заповнюється

рідиною, і в центрі пароутворення знову зароджується паровий пухирчик.

Цей процес періодично повторюється з визначеною частотою – частотою відриву парового пухирчика f . Висока інтенсивність тепловіддачі під час кипіння пов'язана з турбулізацією пристінного шару рідини паровими пухирчиками і, що особливо важливо, з масообміном у киплячій рідині – відведенням теплоти пароутворенням і перенесенням її разом з паровою фазою в об'єм рідини. Величина $w'' = d_0 f$ характеризує середню швидкість зростання парових пухирчиків.

Інтенсивність тепловіддачі в разі пухиркового кипіння практично не залежить від форми і розмірів поверхні нагріву. Значний вплив на теплообмін має шорсткість поверхні, її матеріал, змочуваність, кількість адсорбованих газів та інше. Вплив усіх цих факторів виявляється зазвичай за рахунок зміни кількості центрів пароутворення.

У разі *плівкового режиму кипіння* на поверхні нагріву утворюється парова плівка, яка відокремлює її від маси рідини. Теплота до рідини підводиться крізь плівку зазвичай шляхом теплопровідності. Теплопровідність пари значно менше, ніж рідини. Тому інтенсивність теплообміну в разі плівкового кипіння у десятки разів нижче, ніж у разі пухиркового.

Найбільш простим та разом з тим важливим для установлення загальних закономірностей є *кипіння у великому об'ємі* під час вільного руху рідини. На рис. 13.1 зображені залежності коефіцієнта тепловіддачі α і поверхневої густини теплового потоку $q = \alpha \Delta t$ від температурного напору під час кипіння води в цих умовах за атмосферного тиску.

У разі невеликого перегріву в області початкової ділянки кривої $\alpha = f(\Delta t)$ до точки A (для води $\Delta t \approx 5^\circ\text{C}$) відведення теплоти здійснюється зазвичай вільною конвекцією. Нагріта рідина спливає до вільної поверхні розділу фаз і охолоджується за рахунок випаровування.

Зі збільшенням перегріву починається пухиркове кипіння: кількість центрів пароутворення зростає, що призводить до збільшення коефіцієнта тепловіддачі. У точці K коефіцієнт тепловіддачі сягає максимального значення, після чого настає **криза кипіння**, яка полягає в корінній зміні механізму тепло-віддачі. Відповідні значення α і q називаються **критичними**. Для води, що кипить за атмосферного тиску, $\Delta t_{кр} = 25^\circ\text{C}$; $q_{кр} = 1,45 \text{ МВт/м}^2$, $\alpha_{кр} = 58 \text{ кВт/(м}^2 \cdot \text{К)}$. Значення цих величин залежить від тиску.

В області $\Delta t > \Delta t_{кр}$ кількість центрів пароутворення стає настільки великим, що на поверхні нагріву утворюється суцільний паровий шар, що відтискає рідину від нагрітої стінки, і настає **плівковий режим кипіння**. Область KB характеризується утворенням нестійкої парової плівки, правіше точки B плівкове кипіння стає стійким. Середнє значення коефіцієнта тепловіддачі в області стійкого плівкового кипіння дорівнює $1,2 \text{ кВт/(м}^2 \cdot \text{К)}$, а температурний напір може сягати $700\text{--}1000^\circ\text{C}$. Деяке збільшення α в області $\Delta t > \Delta t_{кр}$ пояснюється перенесенням теплоти через парову плівку випромінюванням.

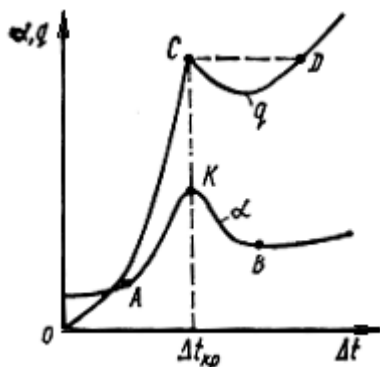


Рис. 13.1. Залежність коефіцієнта тепловіддачі та густини теплового потоку від температурного напору під час кипіння води у великому об'ємі

Поступовий перехід пузиркового режиму у плівковий, який здійснюється на ділянці KB , практично реалізується під час обігрівання поверхні кипіння парою, що конденсується. У цьому випадку температура поверхні $t_{\text{ст}}$, а отже, і перегрів рідини Δt визначається тиском пари і від процесу кипіння не залежить. Якщо під час підведення теплоти незалежною величиною є густина теплового потоку, то різке підвищення температурного напору відбувається по штриховій лінії CD . Такий випадок практично можливий на радіаційних поверхнях нагріву парових котлів або під час електричного обігрівання, а перехід від пузиркового кипіння до плівкового може супроводжуватися перегріванням і руйнуванням поверхні нагріву.

Тепловіддача під час пузиркового кипіння у великому об'ємі. Унаслідок складності характеру процесу пузиркового кипіння, а також впливу поверхневих умов задача узагальнення даних з тепловіддачі викликає значні труднощі. У практичних розрахунках для води в інтервалі тисків $(1-40) \cdot 10^5$ Па можна використати емпіричні залежності:

$$\alpha = 3,0q^{0,7} p^{0,15}; \quad (13.1)$$

$$\alpha = 38,7\Delta t^{2,33} p^{0,5}, \quad (13.2)$$

де q і p – відповідно у Вт/м² і у бар.

Залежності для інших рідин можна знайти у спеціальній літературі.

Тепловіддача під час вимушеної конвекції киплячої рідини у трубах. Під час вимушеної течії рідини у трубах на інтенсивність теплообміну впливає співвідношення власно процесу пароутворення і вимушеної конвекції. Якщо швидкість вимушеної течії рідини w мала, інтенсивність тепловіддачі визначається зазвичай наявністю діючих центрів пароутворення. У разі великих значень w вимушена течія стримує вплив кипіння. Значення коефіцієнта тепловіддачі α під час вимушеної конвекції киплячої рідини у трубах рекомендується визначати залежно від співвідношення між коефіцієнтом

тепловіддачі α_q , що розрахований за формулами (13.1) або (13.2) для кипіння рідини без урахування впливу її вимушеної течії, і коефіцієнтом тепловіддачі α_w , що розрахований за формулами конвективного теплообміну під час вимушеної течії однофазної рідини у трубах. Якщо $\alpha_q / \alpha_w < 0,5$, $\alpha = \alpha_w$, а якщо $\alpha_q / \alpha_w > 2$, $\alpha = \alpha_q$. В інтервалі $0,5 < \alpha_q / \alpha_w < 2$ слід користуватися інтерполяційним співвідношенням

$$\frac{\alpha}{\alpha_w} = \frac{4\alpha_w + \alpha_q}{5\alpha_w - \alpha_q}. \quad (13.3)$$

Краплинна та плівкова конденсація пари. Режими течії плівки конденсату. Пара конденсується, тобто переходить у рідкий стан, на поверхні теплообміну, температура якої нижча за температуру насичення ($t_{\text{ст}} < t_n$), віддаючи поверхні теплоту пароутворення. Розрізняють *краплинну конденсацію*, коли рідина (конденсат), що утворюється, не змочує поверхню і скочується у вигляді окремих крапель, наприклад, ртуть на сталевій стінці, і *плівкову конденсацію*, коли конденсат змочує поверхню та утворює суцільну плівку (рис. 7.2,а). Плівкова конденсація зустрічається значно частіше. У разі краплинної конденсації тепловіддача може бути значно вище, ніж у разі плівкової, бо плівка конденсату створює великий термічний опір передачі теплоти від пари до стінки.

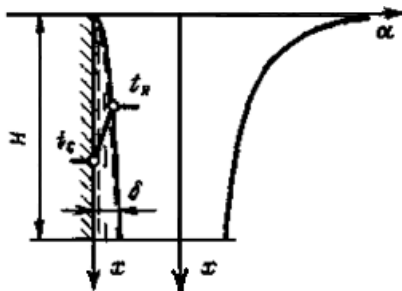


Рис. 13.2. Характер течії конденсату на вертикальній поверхні й розподіл коефіцієнта тепловіддачі за висотою

У верхній частині товщина плівки мала і режим її течії ламінарний. Кількість конденсату, що стікає по поверхні, поступово збільшується, унаслідок чого товщина плівки зростає (рис. 13.2). На поверхні плівки виникають капілярні хвилі, що зменшують її середню товщину (ламінарно-хвильова течія). Перехід від ламінарної течії до турбулентної визначається критерієм Рейнольда для плівки $Re = 4w\delta/\nu$, де w – середня швидкість плівки в перерізі, що розглядається; δ – товщина плівки; ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості конденсату. Тут як характерний розмір прийнятий еквівалентний діаметр плівки $d_{\text{екв}} = 4' b / b = 4'$, де b – ширина поверхні. Експериментальні дані показують, що під час конденсації нерухомої пари на вертикальній поверхні найбільш імовірно значення критичного числа Рейнольда $Re_{\text{кр}} = 1600$. Під час конденсації число Рейнольда може бути виражено через теплообмінні характеристики процесу

$$Re = \frac{4\mu(t_n - t_{\text{ст}})H}{r^{1/4}}, \quad (13.4)$$

де H – висота поверхні; r – теплота пароутворення; μ – коефіцієнт динамічної в'язкості конденсату.

Тепловіддача під час конденсації. Формула Нусельта. Інтенсивність теплообміну під час конденсації визначається термічним опором плівки конденсату. По нормалі до ламінарної плівки теплота передається теплопровідністю, а через плівку, що стікає турбулентно, – ще й турбулентними пульсаціями.

Аналітичне рішення для розрахунку локального коефіцієнта тепловіддачі під час конденсації сухої насиченої нерухомої пари на вертикальній поверхні й ламінарній течії плівки, яке одержав В. Нусельт у 1916 р., має наступний вигляд:

$$\alpha_x = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r g (\rho' - \rho'')}{4\nu(t_n - t_{\text{ст}})x}}, \quad (13.5)$$

де ρ' і ρ'' – густина відповідно конденсату і пари; λ – коефіцієнт теплопровідності конденсату; x – координата точки.

З формули (13.5) видно, що інтенсивність тепловіддачі зменшується відповідно до стікання конденсату через зростання товщини його плівки (рис. 13.2). Середнє значення коефіцієнта тепловіддачі на поверхні висотою H

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{H} \int_0^H \alpha_x dx = 0,9434 \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r g (\rho' - \rho'')}{\nu (t_n - t_{ст}) H}}. \quad (13.6)$$

Уздовж поверхні, нахиленої під кутом ϕ до вертикалі, конденсат стікає повільніше, товщина плівки зростає, а коефіцієнт тепловіддачі, відповідно до формули $\alpha = \lambda / \delta$, зменшується, тобто

$$\alpha_\phi = \alpha_{\text{верт}} \sqrt[4]{\cos \phi}. \quad (13.7)$$

Для горизонтальної труби кут ϕ – змінна величина. Інтегруванням можна одержати формулу для розрахунку середнього за периметром горизонтальної труби коефіцієнта тепловіддачі:

$$\bar{\alpha} = 0,7284 \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r g (\rho' - \rho'')}{\nu (t_n - t_{ст}) D}}, \quad (13.8)$$

де D – діаметр труби.

Теплофізичні параметри конденсату у формули слід підставляти за температури насичення t_n . Для врахування залежності теплофізичних параметрів конденсату від температури значення $\bar{\alpha}$, які розраховані за формулами (13.6) і (13.8), слід помножити на поправку

$$\varepsilon_t = \left[\left(\frac{\lambda_{ст}}{\lambda} \right)^3 \frac{\mu}{\mu_{ст}} \right]^{1/8}, \quad (13.9)$$

де λ і μ вибирають за температури насичення t_n , а $\lambda_{ст}$ і $\mu_{ст}$ – за температури стінки $t_{ст}$.

Для врахування хвильової течії плівки конденсату на вертикальній поверхні значення $\bar{\alpha}$, які розраховані за формулою (14.6), слід помножити на поправку

$$\varepsilon_v = (\text{Re}/4)^{0,04}, \quad (13.10)$$

де Re – число Рейнольда плівки конденсату (формула (13.4).

За значень $\text{Re} \leq 4$ буде $\varepsilon_v = 1$, бо хвильова течія плівки відсутня. Відповідно до зростання витрати рідини у плівці ε_v збільшується. Наприклад, при $\text{Re} = 100$ $\varepsilon_v = 1,14$; при $\text{Re} = 1600$ $\varepsilon_v = 1,27$.

Рівняння для розрахунку тепловіддачі під час плівкової конденсації можна представити у безрозмірному вигляді. Так формула Нусельта (13.5) з урахуванням поправки на хвильову течію плівки запишеться в наступному вигляді:

$$\text{Re} = 3,8Z^{0,78}, \quad (13.11)$$

де число Re визначається за формулою (13.4);

$$Z = \frac{\lambda(t_n - t_{ct})H}{r\mu} \left(\frac{g}{v^2} \right)^{1/3} - \text{приведена висота вертикальної}$$

поверхні. Формула дійсна, якщо $\text{Re} < \text{Re}_{\text{кр}} = 1600$. Відповідне критичне значення приведеної висоти $Z_{\text{кр}} = 2300$.

Під час визначення середнього коефіцієнта тепловіддачі для вертикальної поверхні у випадку, коли $\text{Re} > \text{Re}_{\text{кр}}$, ураховується, що у верхній її частині течія плівки ламінарна, а у нижній – турбулентна (змішаний режим течії плівки). Розрахункова формула до того ж має наступний вигляд:

$$\frac{\text{Re}}{\text{Re}_{\text{кр}}} = \left[1 + 0,625 \text{Pr}^{0,5} \left(\frac{Z}{Z_{\text{кр}}} - 1 \right) \right]^{4/3}, \quad (13.12)$$

де всі фізичні властивості вибираються за температурою насичення t_n .

Вплив різних факторів на теплообмін під час конденсації. Отримані формули справедливі в разі конденсації чистої нерухомої насиченої пари на чистій поверхні. Тому під час визначення коефіцієнта тепловіддачі необхідно враховувати низку додаткових обставин.

Під час конденсації перегрітої пари у формули для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі замість теплоти фазового переходу r слід підставляти значення $r' = r + (h_{\text{пер}} - h'')$, де $h_{\text{пер}}$ і h'' – ентальпії перегрітої і насиченої пари відповідно. За різницю температур до того ж як і раніше береться $\Delta t = t_n - t_{\text{ст}}$.

Якщо поверхня шорстка або вкрита шаром окислу, то внаслідок додаткового опору течії товщина плівки збільшується, а коефіцієнт тепловіддачі зменшується.

За наявності у парі газів (наприклад, повітря), що не конденсуються, тепловіддача під час конденсації сильно знижується. Це відбувається тому, що на холодній стінці конденсується тільки пара, а повітря залишається. За відсутності конвекції з часом повітря накопичується біля стінки і створює значну перешкоду надходженню пари до стінки. Уміст у парі навіть 1 % повітря зменшує коефіцієнт тепловіддачі на 60 %. Тому під час роботи конденсаторів повітря необхідно постійно відсмоктувати. Вплив газів, що не конденсуються, на тепловіддачу під час конденсації зменшується в разі, коли поверхня обдувається потоком пари, оскільки молекули газу зносяться потоком пари і не встигають накопичуватися біля плівки конденсату.

У разі значних швидкостей потік пари справляє динамічний вплив на плівку конденсату. Якщо рух пари збігається з напрямком течії плівки, потік пари прискорює рух конденсату у плівці, її товщина зменшується, і коефіцієнт тепловіддачі зростає. У разі руху пари у зворотному напрямку течія плівки гальмується, її товщина збільшується, а коефіцієнт тепловіддачі зменшується. Але в разі значного збільшення швидкості пари плівка конденсату може захоплюватися уверх і частково зриватися з поверхні. До того ж коефіцієнт тепловіддачі знову зростає.

Під час проектування конденсаційних пристроїв слід приділяти увагу правильному компонуванню поверхонь нагріву. Тепловіддача на горизонтальних трубах має більшу

інтенсивність, ніж на вертикальних, бо у першому випадку товщина плівки конденсату менше. Однак це справедливо лише для однієї трубки або для верхнього ряду в пучку. Коефіцієнт тепловіддачі від пучка труб нижчий, ніж від одиночної труби, оскільки товщина плівки конденсату на нижніх трубах збільшується за рахунок стікання його з верхніх труб. На вертикальних трубах тепловіддачу можна збільшити шляхом установлення за висотою труби ковпачків для відведення конденсату. Збільшення тепловіддачі можна отримати подаванням пари у вигляді тонких струминок, які рухаються з великою швидкістю і руйнують плівку конденсату.

Тема 14. Теплове випромінювання

Процеси променевого (радіаційного) теплообміну широко розповсюджені в теплотехніці, ядерній енергетиці, ракетній техніці, металургії, сушильній техніці, хімічній технології, геліотехніці і т. д.

Теплове випромінювання – процес розповсюдження внутрішньої енергії випромінюючого тіла шляхом електромагнітних хвиль. Електромагнітні хвилі – це електромагнітні збурення, які виходять з випромінюючого тіла й розповсюджуються у вакуумі зі швидкістю світла $c = 2,9979 \cdot 10^9$ м/с. Під час поглинання електромагнітних хвиль іншим тілом вони знову перетворюються в енергію теплового руху молекул. Збудниками електромагнітних хвиль є заряджені матеріальні частинки, тобто електрони та іони, які входять до складу речовини.

Крім хвильових властивостей, випромінювання має також і корпускулярні властивості. Корпускулярні властивості полягають у тому, що променева енергія випромінюється і поглинається речовиною не безперервно, а окремими дискретними порціями – квантами світла або фотонами, енергія яких дорівнює $h\nu$, де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, а ν – частота коливань еквівалентного магнітного поля. Фотон – частинка матерії, яка має енергію, кількість руху й електромагнітну масу. Тому теплове випромінювання можна розглядати як фотонний газ.

Для нас найбільший інтерес становлять ті промені, виникнення яких визначається тільки температурою та оптичними властивостями тіла. Такі властивості мають видимі або світлові та інфрачервоні, або теплові промені з довжиною хвилі приблизно від 0,5 до 800 мкм. Ці промені називають *тепловими*, а процес їх розповсюдження – *тепловим випромінюванням*.

Під час попадання на інші тіла енергія випромінювання частково поглинається ними, частково відбивається і частково проходить крізь тіло. Процес перетворення енергії

випромінювання у внутрішню енергію поглинального тіла називають **поглинанням**.

Більшість твердих та рідких тіл випромінюють енергію всіх довжин хвиль в інтервалі від 0 до ∞ , тобто мають **суцільний спектр** випромінювання. Гази й чисті неокислені речовини випромінюють енергію тільки в певних інтервалах довжин хвиль, тобто мають **селективний спектр** випромінювання. Тверді тіла випромінюють і поглинають енергію тонким поверхневим шаром (для непровідників теплоти він складає біля 1 мм, для провідників теплоти – 1 мкм). Напівпрозорі тіла (плавлений кварц, скло, оптична кераміка і т. п.), а також газы й пара характеризуються об'ємним випромінюванням, у якому беруть участь усі частинки об'єму речовини.

Випромінювання тіл залежить від температури. Зі збільшенням температури тіла його енергія випромінювання збільшується, бо збільшується внутрішня енергія тіла. До того ж змінюється і спектральний характер випромінювання. У разі збільшення температури підвищується інтенсивність короткохвильового випромінювання. Залежність інтенсивності випромінювання від температури значно більша, ніж у процесах теплопровідності й конвекції. Тому за високих температур основним видом переносу є теплове випромінювання.

Види променистих потоків. Розглянемо основні характеристики поверхневого (напівсферичного) випромінювання, за якого випромінювання розповсюджується під різними напрямками в межах напівсферичного тілесного кута. Кількість енергії випромінювання, що переноситься за одиницю часу через довільну поверхню, називається **потокм випромінювання**. Розрізняють **монохроматичний** потік випромінювання Q_λ (Вт/м), що відповідає вузькому інтервалу довжин хвиль, який можна характеризувати даним значенням довжини хвилі λ , та **інтегральний** потік випромінювання Q (Вт), що відповідає всьому спектру випромінювання в межах від 0 до ∞ . Потік випромінювання, що проходить

через одиницю поверхні, називається *поверхневою густиною* потоку випромінювання. Поверхнева густина потоку інтегрального випромінювання $E = dQ/dF$. Якщо значення E по всій поверхні однакове, то $Q = EF$. Поверхнева густина потоку монохроматичного випромінювання пов'язана з густиною потоку інтегрального випромінювання співвідношенням $E_\lambda = dE/d\lambda$.

Закони теплового випромінювання. Закон Планка. Цей закон установлює залежність поверхневої густини потоку монохроматичного випромінювання абсолютно чорного тіла від довжини хвилі й температури (індекс 0 означає, що величина відноситься до абсолютно чорного тіла)

$$E_{0\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{c_2/(\lambda T)} - 1 \right)^{-1}, \quad (14.1)$$

де $c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$; $c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$; λ – довжина хвилі випромінювання; T – абсолютна температура тіла, К.

За будь-яких температур при $\lambda = 0$ і $\lambda = \infty$ $E_{0\lambda} = 0$, а при деякому проміжному значенні $\lambda_{\text{макс}}$ спостерігається максимум густини потоку випромінювання. Для всіх довжин хвиль $E_{0\lambda}$ тим більше, чим вище температура. З підвищенням температури максимум кривих зміщується в бік більш коротких хвиль. Зв'язок між T і $\lambda_{\text{макс}}$ установлюється **законом Віна**: $\lambda_{\text{макс}} T = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

Для реальних тіл залежність густини потоку випромінювання від λ і T може бути установлена тільки на основі дослідного вивчення їх спектра. До того ж якщо спектр випромінювання безперервний і крива $E_\lambda = f(\lambda)$ подібна до відповідної кривої для абсолютно чорного тіла з тією ж температурою, тобто, якщо для всіх довжин хвиль $E_\lambda/E_{0\lambda} = \text{const}$, то таке випромінювання називається **сірим**, а тіла з таким випромінюванням – **сіримми**. Дослід показує, що випромінювання багатьох технічних матеріалів практично можна розглядати як сіре.

Спектри випромінювання реальних тіл 3, абсолютно чорного тіла 1 і сірого 2 показані на рис. 14.1. E_λ для реальних (і сірих) тіл на будь-якій довжині хвилі ніколи не перевищує $E_{0\lambda}$. У випадку селективного випромінювання на деяких ділянках довжин хвиль $E_\lambda = 0$.

Закон Стефана – Больцмана. Закон установлює залежність густини потоку інтегрального випромінювання абсолютно чорного тіла E_0 від температури. Якщо зінтегрувати рівняння Планка (14.1) по всіх довжинах хвиль від 0 до ∞ , отримаємо для абсолютно чорного тіла наступне:

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{c_2/(\lambda T)} - 1 \right)^{-1} d\lambda = \sigma_0 T^4, \quad (14.2)$$

де σ_0 – стала Стефана – Больцмана, вона дорівнює $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴). Це рівняння носить назву закону Стефана – Больцмана. У технічних розрахунках цей закон використовується у більш зручній формі:

$$E_0 = c_0 (T/100)^4, \quad (14.3)$$

де c_0 – коефіцієнт випромінювання абсолютного чорного тіла; $c_0 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴).

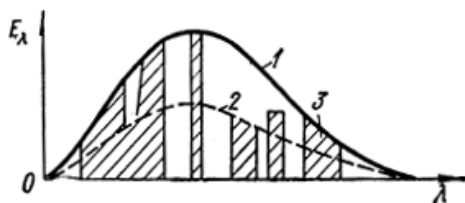


Рис. 14.1. Спектри випромінювання різних тіл

Дослідами показано, що цей закон може бути застосований і до реальних (сірих) тіл. У цьому випадку він набуде наступного вигляду:

$$E = c (T/100)^4, \quad (14.4)$$

де c – коефіцієнт випромінювання сірого тіла.

Для різних тіл коефіцієнт випромінювання ϵ різний. Його значення визначається природою тіла, станом поверхні й температурою; ϵ завжди менше за ϵ_0 і може змінюватися від 0 до 5,67. Відношення густини потоку власного випромінювання тіла до густини потоку випромінювання абсолютно чорного тіла з тією ж температурою називається **ступенем чорноти** ϵ :

$$\epsilon = E/E_0 = c/c_0. \quad (14.5)$$

Значення ϵ змінюється від 0 до 1. Для технічно важливих матеріалів значення ϵ наводять у таблицях. У цьому випадку рівняння (14.4) набуде наступного вигляду:

$$E = E_0 \epsilon = \epsilon c_0 (T/100)^4. \quad (14.5)$$

Більш детальною характеристикою тіла є **спектральний ступінь чорноти**:

$$\epsilon_\lambda = E_\lambda / E_{0\lambda}. \quad (14.6)$$

За фіксованої температури величина ϵ_λ загалом залежить від довжини хвилі λ і може змінюватися від 0 до 1. Для сірого тіла за фіксованої температури $\epsilon_\lambda = \text{const}$.

Ступінь чорноти залежить від природи тіла, його температури, стану поверхні. Для матеріалів зі збільшенням температури вона зростає. У разі шорсткості поверхні, її забрудненні або окисненні ϵ може збільшуватися в декілька разів. Наприклад, для полірованого алюмінію $\epsilon = 0,04\text{--}0,06$, а в разі окиснення поверхні $\epsilon = 0,2\text{--}0,3$.

Закон Кірхгофа. Установлює зв'язок між власним випромінюванням тіла та його поглинальною здатністю. Розглянемо дві паралельні поверхні, одна з яких є абсолютно чорною з температурою T_0 , інша – сіра з температурою T і поглинальною здатністю A . Відстань між поверхнями настільки мала, що промені, які випромінюються однією поверхнею, обов'язково попадуть на протилежну. Сіра стінка випромінює енергію E і поглинає частину випромінювання чорного тіла AE_0 . Енергія E та відбита сірим тілом енергія $(1-A)E_0$ попадають на чорне тіло

і поглинаються ним. Результуюча густина потоку випромінювання сірого тіла $q_{\text{рез}} = E - AE_0$. Якщо $T = T_0$, то $q_{\text{рез}} = 0$, так що

$$E/A = E_0 = c_0 (T/100)^4. \quad (14.7)$$

Отже, відношення власного випромінювання до поглинальної здатності за теплової рівноваги для всіх тіл однакове й дорівнює власному випромінюванню абсолютно чорного тіла з тією ж температурою. У цьому полягає сутність закону Кірхгофа, який дійсний і для монохроматичного випромінювання $E_\lambda / A_\lambda = E_{0\lambda} = f(\lambda, T)$. Відношення власного випромінювання визначеної довжини хвилі до поглинальної здатності за тієї ж довжини хвилі для всіх тіл одне й теж і є функцією тільки довжини хвилі та температури. Тут A_λ – поглинальна здатність у вузькому інтервалі довжин хвиль.

Таким чином, із закону Кірхгофа також випливає, що за теплової рівноваги поглинальна здатність сірих тіл чисельно дорівнює ступеню чорноти тіла, тобто $A = \varepsilon$, а також $A_\lambda = \varepsilon_\lambda$. Отже, власне випромінювання тіл тим більше, чим більше їх поглинальна здатність. Тому тіла, які добре відбивають променисту енергію, самі випромінюють дуже мало. Крім того, тіло, яке випромінює енергію на визначеній довжині хвилі, має здатність поглинати її на тій же довжині хвилі.

Закон Ламберта. Зміна енергії випромінювання за окремими напрямками визначається законом Ламберта. Кількість енергії, яка випромінюється в напрямку φ за одиницю часу з одиниці поверхні тіла в межах одиничного тілесного кута, називають **кутовою густиною випромінювання**:

$$I_\varphi = \frac{d^2 Q}{dF d\omega}.$$

Іншою характеристикою спрямованого випромінювання є **яскравість (інтенсивність) випромінювання**, тобто кількість енергії, яка випромінюється в напрямку φ за одиницю часу і віднесена до одиниці тілесного кута та одиниці поверхні, що ортогональна до напрямку випромінювання:

$$I = \frac{d^2 Q}{dF_{\text{н}} d\omega} = \frac{d^2 Q}{dF \cos \phi d\omega} = \frac{I_{\phi}}{\cos \phi}. \quad (14.8)$$

Згідно із законом Ламберта потік випромінювання I_{ϕ} абсолютно чорного тіла в напрямку ϕ пропорційний потоку випромінювання $I_{\text{н}}$ у напрямку нормалі до поверхні й косинусу кута між ними, тобто

$$I_{\phi} = I_{\text{н}} \cos \phi. \quad (14.9)$$

Отже, найбільша кількість енергії поверхнею випромінюється в напрямку нормалі при $\phi = 0$; із збільшенням ϕ кількість енергії зменшується і при $\phi = 90^\circ$ вона стає рівною нулю.

З (14.8) і (14.9) знаходимо $I = I_{\text{н}} = \text{idem}$. Отже, якщо випромінювання підлягає закону Ламберта, то яскравість не залежить від напрямку. Величину I можна виразити через густину інтегрального випромінювання E , якщо взяти інтеграл у межах півсфери:

$$E = \iint_{\omega=2\pi} I_{\phi} d\omega = \iint_{\omega=2\pi} I \cos \phi d\omega = I\pi.$$

Звідки $I = E/\pi$ і вираз закону Ламберта буде мати наступний вигляд: $I_{\phi} = (E \cos \phi)/\pi$.

Закон Ламберта строго виконується лише для абсолютно чорного тіла. Для шорстких тіл цей закон підтверджується дослідом лише для $\phi = 0-60^\circ$. Більш різке відхилення від закону Ламберта спостерігається для полірованих металів.

Особливості випромінювання газів. Одно- і двоатомні гази практично прозорі для теплового випромінювання. Значну випромінювальну й поглинальну здатність мають три- і багатоатомні гази. До таких газів відносяться CO_2 і H_2O , які вміщуються у продуктах згоряння органічного палива. На відміну від твердих і рідких тіл випромінювання газів носить *об'ємний характер*, бо в ньому беруть участь усі мікрочастинки газу. Тому їх випромінювальна та поглинальна здатність залежить від густини й товщини газового шару. Гази випромінюють

і поглинають енергію тільки у визначених інтервалах довжин хвиль, які називають *смугами спектра*. У іншій частині спектра вони є прозорими. Отже, випромінювання і поглинання газів носить *вибірковий (селективний) характер*.

Кількість енергії, яка поглинається газом, залежить від кількості молекул, що знаходяться в даному об'ємі газу. Кількість молекул пропорційна товщині газового шару, яка характеризується довжиною шляху променя l , парціальному тиску газу p та його температурі T . Отже,

$$A_{\lambda} = f_1(l, p, T).$$

Відповідно до закону Кірхгофа

$$E_{\lambda} = f_2(l, p, T).$$

Для кожної i -ї смуги спектра

$$E_{(\Delta\lambda)_i} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda} d\lambda.$$

Поверхнева густина теплового потоку інтегрального випромінювання газового середовища визначається сумою значень $E_{\Delta\lambda}$ для окремих смуг, тобто

$$E_{\Gamma} = \sum_{i=1}^n E_{(\Delta\lambda)_i}.$$

Експериментальні дані показують, що випромінювання газів не відповідає залежності від термодинамічної температури в четвертому степені. Однак у практичних розрахунках користуються законом четвертого степеня, уводячи відповідну поправку до значення ступеня чорноти газу:

$$E_{\Gamma} = \mu_{\Gamma} c_0 (T/100)^4,$$

де ϵ_{Γ} – ступінь чорноти газового шару, який залежить від температури, тиску і товщини шару газу. Значення ϵ_{Γ} наводяться в літературі у вигляді номограм.

Ступінь чорноти газових сумішей визначається як сума ступенів чорноти окремих компонентів.

Наближене значення середньої довжини шляху променя визначається виразом

$$l = 3,6 V / F,$$

де V – об'єм газу, F – площа поверхні стінок каналу.

Тема 15. Теплообмінні апарати

Теплообмінний апарат (теплообмінник) – це пристрій, призначений для нагрівання, охолодження або зміни агрегатного стану теплоносія. Найчастіше в теплообмінних апаратах здійснюється передача теплоти від **гарячого теплоносія** до **холодного**, тобто нагрівання одного теплоносія відбувається за рахунок охолодження другого. Виключення складають теплообмінники з внутрішніми тепловиділеннями, у яких теплота виділяється в самому апараті та йде на нагрівання теплоносія. Це різного роду електронагрівники та реактори. Теплообмінники з двома теплоносіями залежно від способу передачі теплоти від одного теплоносія до іншого можна поділити на кілька типів: **змішувальні, рекуперативні, регенеративні і з проміжним теплоносієм**.

Найбільш простими й компактними є **змішувальні теплообмінники**, у яких змішуються теплоносії, що не вимагають подальшого розділення, наприклад, під час підігрівання води парою у **деаераторі** (рис. 15.1). Використовуються змішувальні теплообмінники і для теплоносіїв, що легко розділяються: газ–рідина, газ–дисперсний твердий матеріал, вода–олія тощо. Для збільшення поверхні контакту теплоносіїв їх ретельно перемішують, рідини розбризкують або розділяють на дрібні струмені.

На рис. 15.2 зображена схема **градирні** – змішувального теплообмінника для охолодження води потоком атмосферного повітря. Такими теплообмінниками обладнані багато виробництв, де потрібно відвести теплоту до навколишнього середовища. Охолоджена вода потрібна на теплових електричних станціях для конденсаторів турбін, у компресорних станціях для охолодження повітря і т. д.

Охолодження води у градирнях відбувається не тільки за рахунок нагрівання повітря, але й за рахунок часткового випаровування самої води (близько 1 %). Для забезпечення руху повітря градирні обладнують або вентилятором, або високою витяжною баштою.

Тепле й вологе повітря легше зовнішнього, тому створюється природна тяга з підймальним рухом повітря всередині башти.

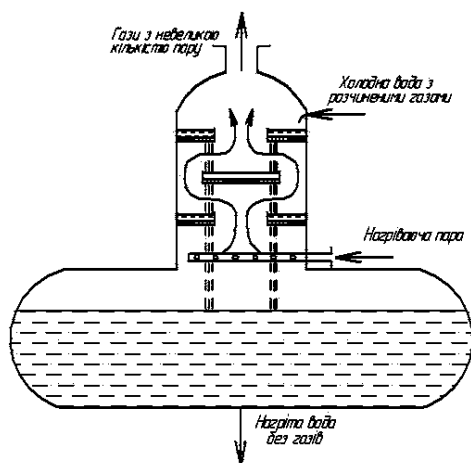


Рис. 15.1. Використання струминного змішувального теплообмінника (деаератора) для підігрівання води під час термічної деаерації

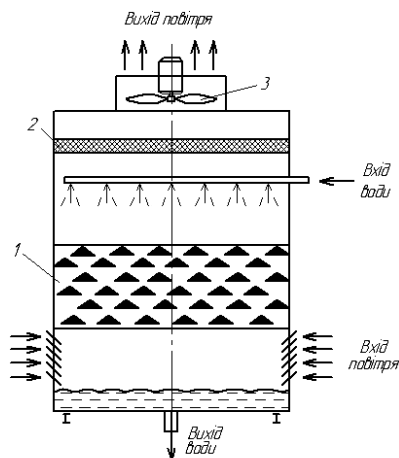


Рис. 15.2. Схема змішувального теплообмінника (градирні):
1 – насадка; 2 – сепаратор водяних крапель; 3 – вентилятор

У *рекуперативних теплообмінниках* теплота від одного теплоносія до іншого передається через стінку, що їх розділяє. Для зменшення термічного опору стінка виконується з матеріалу з високою теплопровідністю: міді, сталі, латуні, сплавів алюмінію і т. д. Найбільш поширені **трубчасті рекуперативні теплообмінники** (рис. 15.3), у яких один теплоносієв рухається у трубах, а інший – у міжтрубному просторі. У таких *кожухотрубних теплообмінниках* змішування теплоносіїв не відбувається, і вони використовуються для різноманітних речовин.

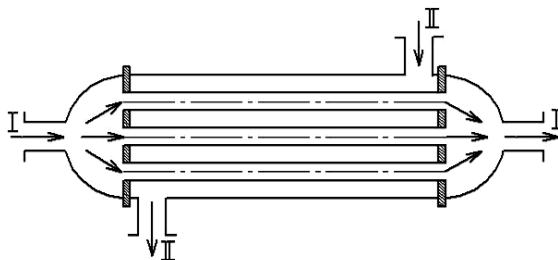


Рис. 15.3. Схема кожухотрубного рекуперативного теплообмінника для передачі теплоти від одного теплоносія (I) до іншого (II)

Регенеративні теплообмінники та **теплообмінники з проміжним теплоносієм** працюють фактично за однако-вим принципом, який полягає в тому, що теплота від одного теплоносія до іншого переноситься за допомогою третьої – допоміжної речовини. Ця речовина (проміжний теплоносієв) нагрівається в потоці гарячого теплоносія, а потім віддає акумульовану теплоту холодному теплоносієву. Для цього необхідно або переносити сам проміжний теплоносієв з одного потоку в інший, або періодично переключати потоки теплоносіїв у теплообміннику періодичної дії (рис. 15.4).

У регенеративних теплообмінниках як проміжний теплоносієв використовується досить твердий і масивний матеріал – листи металу, цегла, різні засипки. Регенеративні

теплообмінники незамінні для високотемпературного ($t > 1000^\circ\text{C}$) підігрівання газів, оскільки жаростійкість металів обмежена, а насадка з вогнетривкої цегли може працювати за високих температур. Іноді регенеративні теплообмінники доцільно використовувати і для охолодження запилених газів, які здатні швидко зношувати або забруднювати трубки рекуператорів.

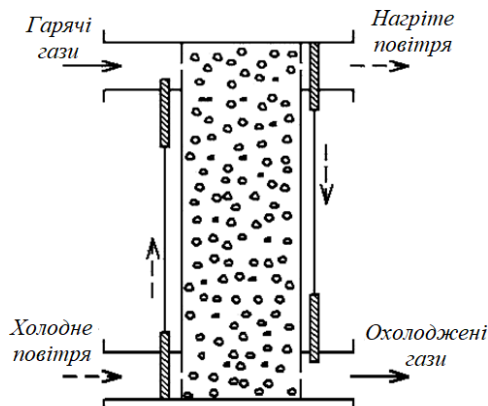


Рис. 15.4. Регенеративний підігрівник повітря періодичної дії з переключенням потоків

У теплообмінниках із проміжним теплоносієм теплота від гарячого теплоносія до холодного переноситься потоком дрібнодисперсного матеріалу або рідини. У деяких випадках проміжний теплоносіє під час роботи змінює агрегатний стан.

Одним з оригінальних пристроїв, що використовує як проміжний теплоносіє пару та його конденсат, є герметична труба, заповнена частково рідиною, а частково паром. Такий пристрій, який називають **тепловою трубою**, здатний передавати великі теплові потужності (у 1000 разів більше ніж мідний стрижень тих самих розмірів). На гарячому кінці теплової труби за рахунок підведення теплоти випаровується рідина, а на холодному — конденсується пара, віддаючи теплоту, що

виділяється, холодному теплоносію. Конденсат повертається в зону випаровування або самопливом за рахунок сил гравітації, якщо холодний кінець можна розмістити вище гарячого (у цьому випадку теплову трубу називають *термосифоном*), або за рахунок використання різних гнотів, по яким рідина рухається під дією капілярних сил у будь-якому напрямку, навіть проти сил тяжіння (як спирт у спиртівці).

Використання того чи іншого типу теплообмінника в кожному конкретному випадку має бути обґрунтовано техніко-економічними розрахунками, оскільки кожний з них має свої переваги та недоліки.

Тепловий розрахунок рекуперативних теплообмінних апаратів. Рівняння теплового балансу та теплопередачі. Загальним рівнянням під час розрахунку теплообмінника будь-якого типу є *рівняння теплового балансу*, у якому кількість теплоти, що віддає гарячий теплоносіє, прирівнюється до кількості теплоти, що отримує холодний теплоносіє. Тепловий потік Q_1 , який віддає в теплообміннику гарячий теплоносіє (індекс 1) під час його охолодження від температури t'_1 до t''_1 , дорівнює

$$Q_1 = G_1(c'_{p1}t'_1 - c''_{p1}t''_1), \quad (15.1)$$

де G_1 – масова витрата теплоносія, кг/с; c'_{p1} і c''_{p1} – ізобарні теплоємності теплоносія, Дж/(кг · К). Добуток $C = Gc_p$ називається *витратною теплоємністю*.

Деякі відсотків (1–10 %) від Q_1 втрачається до навколишнього середовища через стінки теплообмінника, а основна частина $Q_2 = \eta Q_1$ (ККД теплообмінника η враховує втрати теплоти) передається другому теплоносію (індекс 2). Тепловий потік Q_2 , що одержує холодний теплоносіє, можна розрахувати через різницю ентальпій за аналогією з рівнянням (15.1):

$$Q_2 = G_2(c''_{p2}t''_2 - c'_{p2}t'_2) = \eta Q_1 = \eta G_1(c'_{p1}t'_1 - c''_{p1}t''_1). \quad (15.2)$$

Рівняння теплового балансу (15.2) дозволяє знайти один невідомий параметр. Усі інші параметри мають бути

відомими. Якщо в теплообміннику відбуваються фазові перетворення, то різницю ентальпій у (15.2) слід розраховувати за діаграмами стану даної речовини. З (15.2) випливає, що відношення змін температур теплоносіїв обернено пропорційно відношенню їх витратних теплоємностей.

Тонкі стінки трубок рекуперативних теплообмінників практично завжди вважаються плоскими, тому поверхня F , необхідна для передачі теплового потоку Q_2 від гарячого теплоносія до холодного, визначається з наближеного **рівняння теплопередачі**, відповідно до якого

$$Q_2 = kF(t_1 - t_2) = kF\Delta t.$$

Виводячи це рівняння, передбачалося, що температури теплоносіїв t_1 і t_2 постійні, а між тим вони змінюються за довжиною теплообмінника (рис. 15.5). Тому в розрахунках необхідно використовувати середньоінтегральну за довжиною теплообмінника різницю температур теплоносіїв $\overline{\Delta t}$:

$$Q_2 = kF\overline{\Delta t}. \quad (15.3)$$

Визначимо середній перепад температури $\overline{\Delta t}$ для найпростішого випадку, коли температура гарячого теплоносія (пари) не змінюється в процесі конденсації (рис. 15.6).

Тепловий потік визначається наступною залежністю:

$$Q_2 = G_2 c_{p2}(t_2'' - t_2') = G_2 c_{p2}(\Delta t_6 - \Delta t_m) = kF(\Delta t_6 - \Delta t_m) / \ln(\Delta t_6 / \Delta t_m).$$

Вираз для визначення середньоінтегрального температурного напору:

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln(\Delta t_6 / \Delta t_m)}.$$

Такий же вигляд має вираз для розрахунку $\overline{\Delta t}$ і при схемах руху теплоносіїв, зображених на рис. 15.6, під час протитечії та прямотечії. Треба звернути увагу на те, що Δt_6 і Δt_m – це більший та менший перепади температур між теплоносіями на кінцях теплообмінника. Тільки у прямотруминному теплообміннику

значення Δt_6 завжди дорівнює різниці температур теплоносіїв на вході, а Δt_m – на виході. На якому кінці протиструминного теплообмінника значення Δt буде більшим, показує конкретний розрахунок.

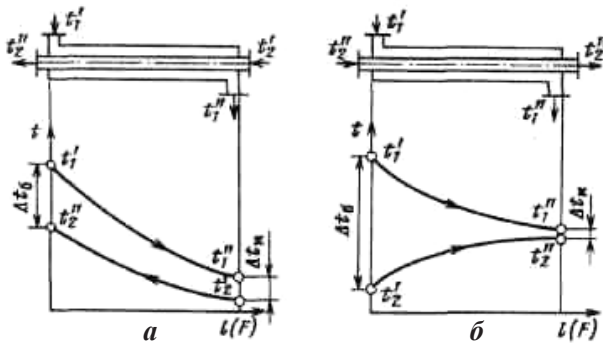


Рис. 15.5. Схеми руху теплоносіїв у теплообмінниках:
а – протитечія; б – прямотечія

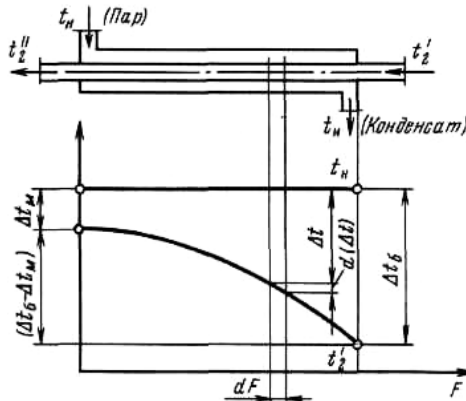


Рис. 15.6. Зміна температури теплоносіїв у теплообміннику, що обігрівається парою

— Користуватися середньоарифметичним значенням $\Delta t = 0,5(\Delta t_6 + \Delta t_m)$ можна тільки у випадку, коли $\Delta t_6 / \Delta t_m < 2$. Похибка не буде перевищувати 4 %.

На практиці частіше використовують протиструминні схеми руху, оскільки Δt під час протитечії більше ніж під час прямотечії. Для передачі того ж самого теплового потоку Q при протиструминній схемі буде потрібен теплообмінник меншої площі. Ще одна перевага протиструминного теплообмінника полягає в тому, що холодний теплоносіє у ньому можна нагріти до більш високої температури, ніж температура гарячого теплоносія на виході. У пряmostруминному теплообміннику цього зробити неможливо.

Крім пряmostруминної і протиструминної схем, часто зустрічаються перехресні з різною кількістю ходів (рис. 15.7). Середня різниця температур під час перехресної течії менше ніж під час протитечії, але більше ніж під час прямотечії. Для схем перехресної течії та інших більш складних схем руху теплоносіїв середній температурний напір визначається за наступним виразом:

$$\overline{\Delta t} = \varepsilon_{\Delta t} \Delta t_{\text{прот}},$$

де $\varepsilon_{\Delta t}$ – поправка, яку знаходять за допомогою графіків, наведених у спеціальній літературі; $\Delta t_{\text{прот}}$ – середній температурний напір.

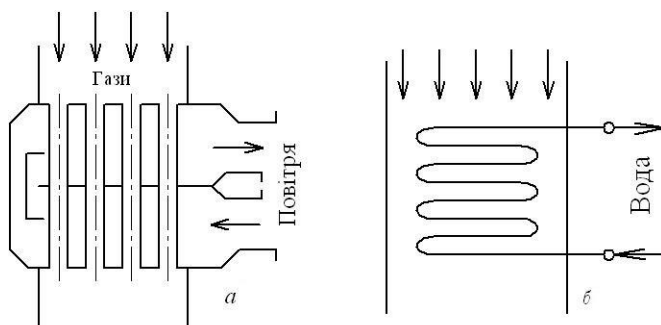


Рис. 15.7. Схеми теплообмінників з перехресною течією теплоносіїв: **а** – двоходовий повітропідігрівник; **б** – багатоходовий змійовиковий водопідігрівник (економізатор)

Види теплового розрахунку теплообмінників. Під час *конструктивного розрахунку* теплообмінника відомі початкові й кінцеві параметри теплоносіїв, та необхідно розрахувати поверхню теплообмінника, тобто фактично сконструювати теплообмінник. Порядок виконання такого розрахунку:

1. З балансового рівняння (2) визначають тепловий потік Q_2 , який має одержати холодний теплоносіє від гарячого.

2. Користуючись рекомендаціями спеціальної літератури, задаються швидкостями руху теплоносіїв і конструктивними особливостями теплообмінника (діаметрами трубок, кроком трубок у пучку, прохідними перерізами для теплоносіїв).

3. За методикою, яка викладена в літературі, розраховують коефіцієнти тепловіддачі, а потім коефіцієнт теплопередачі k .

4. За формулою (10) визначають значення Δt .

5. З рівняння теплопередачі (3) знаходять площу F ідеального теплообмінника.

6. Задаються значенням коефіцієнта використання поверхні теплообміну $\eta_F = 0,75-0,9$ і розраховують площу поверхні реального теплообмінника F' .

7. За площею F' розраховують довжину трубок теплообмінника.

Під час *перевірочного розрахунку* відома конструкція теплообмінника, тобто задана площа поверхні теплообміну F' , крім того, задані початкові параметри теплоносіїв. Необхідно розрахувати кінцеві параметри, тобто перевірити придатність даного теплообмінника для якогось технологічного процесу. Складність розрахунку полягає в тому, що вже напочатку необхідно знати кінцеві температури теплоносіїв, оскільки вони входять як у рівняння теплового балансу, так і в рівняння теплопередачі. За середньої температури, що не знайти без знання кінцевих, беруться параметри теплоносіїв у розрахунок коефіцієнтів тепловіддачі.

Одним з методів перевірного розрахунку є метод послідовних наближень. Для цього задаються кінцевою температурою одного з теплоносіїв, за рівнянням теплового балансу розраховують кінцеву температуру другого і проводять конструктивний розрахунок. Якщо отримана в результаті площа F' не збігається з площею поверхні наявного теплообмінника, розрахунок виконують знову, задаючись іншим значенням температури теплоносія на виході.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Міжнародна конвенція про підготовку і дипломування моряків та несення вахти 1978 року (консолідований текст з манільськими поправками). Київ : ВПК «Експрес-Поліграф», 2012. 568 с.
2. Луканин В. Н., Шатров М. Г., Камфер Г. М. Теплотехника. 2-е изд., перераб. Москва : Высшая школа, 2000. 671 с.
3. Буляндра О. Ф. Технічна термодинаміка : підручник для студентів енерг. вищ. навч. закладів. Київ : Техніка, 2001. 315 с.
4. Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е. Техническая термодинамика. 4-е изд., перераб. Москва : Энергоатомиздат, 1983. 416 с.
5. Алабовский А. Н., Недужий И. А. Техническая термодинамика и теплопередача. 3-е изд., перераб. и доп. Київ : Вища школа, 1990. 255 с.
6. Баскаков А. П., Берг Б. В., Китт О. К. Теплотехника : учеб. для вузов. 2-е изд., перераб. Москва : Энергоатомиздат, 1991. 224 с.
7. Карминский В. Д. Техническая термодинамика и теплопередача : курс лекций. Москва : Маршрут, 2005. 224 с.
8. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. Москва : Энергоиздат, 1981. 416 с.
9. Димо Б. В. Практикум з тепломасообміну. Миколаїв : УДМТУ, 2003. 136 с.

Навчальне видання

ДИМО Борис Васильович
ПАЦУРКОВСЬКИЙ Павло Анатолійович
ЄПФАНОВ Олександр Анатолійович
ЧЕРЕДНІЧЕНКО Олександр Костянтинович

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
з дисципліни
«ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА
ТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧА»

Комп'ютерна правка й коректура *О. Г. Костенко*
Комп'ютерне верстання *Ю. С. Семенченко*

Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. 11,45. Вид. № 13. Зам. № 2302-05.
Видавець і виготівник Національний університет кораблебудування
імені адмірала Макарова
просп. Героїв України, 9, м. Миколаїв, 54007
E-mail : publishing@nuos.edu.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 6402 від 19.09.2018 р.