



Національний університет
водного господарства
та природотехніки

Г.Г. Герасимов

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОТЕХНІКИ





Національний університет
водного господарства
та природокористування

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ВОДНОГО ГОСПОДАРСТВА
ТА ПРИРОДОКОРИСТУВАННЯ**

Г.Г. ГЕРАСИМОВ



ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОТЕХНІКИ

Навчальний посібник

Рівне 2011



Національний університет

УДК 536.7:536.24 (075.8)

ББК 3131

Г37

*Затверджено вченою радою Національного університету водного господарства та природокористування
(Протокол № 10 від 25 вересня 2009 р.)*

Рецензенти:

Дежко В.І., доктор технічних наук, професор Національного технічного університету «Київський політехнічний інститут»;

Мисак Й.С., доктор технічних наук, професор Національного університету «Львівська політехніка»;

Гіроль М.М., доктор технічних наук, професор Національного університету водного господарства та природокористування.

Герасимов Г.Г.

Г37 Теоретичні основи теплотехніки. Навчальний посібник. - Рівне: НУВГП, 2011. – 382 с.: іл.

Викладено закони термодинаміки та їх застосування до аналізу кругових процесів (циклів) теплових двигунів і холодильних установок. Розглянуто задачі теплопровідності, конвективного теплообміну і теплового випромінювання, а також основи розрахунків теплообмінних апаратів, елементи хімічної термодинаміки. З'ясовано основні види палива і палива поршневих двигунів внутрішнього згоряння, основи теорії горіння, а також енергетичні та екологічні проблеми використання теплоти.

Для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів напряму «Автомобільний транспорт», «Машинобудування».

УДК 536.7:536.24 (075.8)

ББК 3131

© Герасимов Г.Г., 2011

© Національний університет водного господарства та природокористування, 2011



ВСТУП

Прискорення науково-технічного прогресу залежить від повного задоволення потреб країни в паливно-енергетичних ресурсах. Ця проблема вирішується шляхом збільшення видобутку палива і впровадження активної енергозберігаючої політики. Більшість сучасних виробництв супроводжується тепло-технологічними процесами. В зв'язку з цим зростає роль теплотехніки, теоретичну базу якої становить термодинаміка і теплопередача.

Теплотехніка – галузь науки і техніки, яка займається питаннями отримання і використання теплоти. Розрізняють два види використання теплоти – енергетичне і технологічне. *Енергетичне використання* теплоти базується на процесах, при яких теплота перетворюється в механічну роботу. Такі процеси вивчаються *технічною термодинамікою*. Енергетичні пристрої, в яких здійснюється перетворення теплоти в роботу, називають *тепловими двигунами*. При *технологічному* (безпосередньому) *використанні* теплота слугує для цілеспрямованої зміни властивостей різних тіл: наприклад, змінюючи тепловий стан тіл, можна добитися їх розплавлення, твердіння, зміни структури, механічних, хімічних, фізичних властивостей тощо. До пристроїв, в яких підвід теплоти використовується для технологічних цілей, відносяться різні печі, сушарки, опалювальні прилади, калорифери і ін.

Процеси отримання, використання і переносу теплоти мають місце практично в усіх технічних пристроях і технологічних процесах сучасної техніки. При розрахунках двигунів, холодильних і турбокомпресорних установок, проектуванні технологічних процесів виробництва будівельних матеріалів і дорожніх покриттів, відновлення деталей і ін. сучасний фахівець повинен правильно формулювати і вирішувати різноманітні прикладні задачі з використанням основних законів термодинаміки і теплообміну.

В питаннях енергозбереження значну роль відіграють використання нетрадиційних джерел енергії, концепції когенерації, принципи дискретно-імпульсного введення енергії і термoeкономічної (ексергетичної) оптимізації енергетичних систем.



1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТА ВИЗНАЧЕННЯ

ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

1.1. Предмет термодинаміки та її методи

Термодинаміка як розділ фізики вивчає закономірності перетворення енергій в різних процесах, які супроводжуються тепловими явищами, а також властивості тіл, що приймають участь в цих перетвореннях.

Термодинаміка належить до галузі макрофізики. На відміну від мікрофізики (фізики мікрочастинок), яка досліджує об'єкти з врахуванням їх мікроскопічної структури, макрофізика розглядає об'єкти, приписуючи їм властивості суцільного середовища.

Будь-яке тіло (об'єкт), яке складається з великої кількості частинок, називається *макроскопічною системою*. Розміри макроскопічної системи значно більші розмірів атомів і молекул. Величини, які вимірюються в експериментах, є результатом сумарної дії величезної кількості мікроскопічних частинок, без врахування впливу кожної окремої частинки. Подібні величини називаються *макроскопічними, феноменологічними чи термодинамічними* параметрами. Наприклад такими параметрами є об'єм, густина, тиск, теплосмність, намагнічування і ін.

Термодинаміка вивчає закони перетворення енергії в різних процесах, що проходять в макроскопічних системах і супроводжуються тепловими ефектами. В залежності від задач дослідження, розглядають технічну, хімічну термодинаміку, термодинаміку біологічних систем тощо. *Технічна термодинаміка* – це теорія дії теплових машин, які складають основу сучасної енергетики.

Фізичні властивості макросистем вивчаються термодинамічними і статистичними методами. В основу *термодинамічного методу* досліджень покладено узагальнені закономірності, які отримані в результаті нагромадження і наукового аналізу величезного експериментального матеріалу. Ці закономірності підтверджені всім досвідом природничих наук і мають високий ступінь достовірності, що дозволяє розглядати їх як закони природи (закони термодинаміки).

Перший закон встановлює кількісні співвідношення в процесі взаємного перетворення енергій і являє собою прикладання всеза-



гального закону збереження і перетворення енергій до теплових процесів.

Другий закон встановлює певний напрямок змін в природних (необоротних) процесах обміну енергій і визначає якісну відміну теплоти від інших форм передачі енергії.

Третій закон пояснює поведінку речовини при температурі, яка прямує до абсолютного нуля.

Нехтуючи мікроскопічною будовою речовини, термодинаміка враховує прихований тепловий рух мікроскопічних частинок, зовнішньою ознакою якого є температура. Це положення важливе настільки, що його іноді називають *нульовим законом*, підкреслюючи цим його принципове значення як вихідної передумови. Формулюється цей закон у формі аксіоми: всі тіла при тепловій рівновазі мають температуру.

Статистичний метод досліджень заснований на використанні теорії імовірностей та відповідних моделей про будову речовини. В подальшому при розгляді прикладів будемо використовувати молекулярно-кінетичну теорію будови речовини.

Теплота і робота

Досвід показує, що тіла в процесі їх взаємодії передають одне одному певну кількість енергії. Передача енергії від одного тіла до другого може здійснюватися двома шляхами.

Перший спосіб полягає у виконанні роботи одного тіла над іншим. При цьому збільшення енергії одного тіла викликане виконанням роботи над іншим тілом. Робота, яка виконана тілом, вважається додатною, а виконана над тілом – від’ємною.

Передача енергії тілу шляхом виконання роботи над ним супроводжується змінами зовнішніх умов, в яких знаходиться тіло. Наприклад, зміна зовнішнього тиску на тіло або зміна його об’єму, а також переміщення тіла як цілого, так і його окремих частин.

Другий спосіб полягає в переході енергії від більш нагрітого тіла до менш нагрітого. В цьому випадку процес передачі енергії не є результатом виконання роботи одного тіла над іншим і не супроводжується зміною зовнішніх умов. Енергія, яка в цих обставинах поглинається менш нагрітим тілом, називається *теплотою*. Тому поглинання тепла менш нагрітим тілом супроводжується підвищенням його температури. При цьому поглинута теплота вважається додатною, а теплота, яке віддається – від’ємною.



Згідно молекулярно-кінетичної теорії матерії теплота – це результат хаотичного руху мікроскопічних частинок, які складають тіло. В цьому плані передача енергії являє собою мікроскопічну форму. Вона реалізується або шляхом безпосередньої молекулярної взаємодії обох тіл, тобто через обмін енергіями між частинками, що хаотично рухаються, або шляхом випромінювання енергії одним тілом і поглинання іншим.

Робота, на відміну від теплоти, являє собою макрофізично впорядковану форму передачі енергії шляхом механічної взаємодії тіл. В цьому полягає якісна відмінність понять „робота” і „теплота”.

Ідеальні і реальні гази

Перетворення теплоти в механічну роботу в теплових установках відбувається при участі *робочого тіла*, яким є газ або пара. Гази, які зустрічаються на практиці, називаються *реальними*. Молекули цих газів мають кінцевий об'єм, форму, між ними існують сили тяжіння, які суттєво впливають на параметри газу. Молекули газу, який вміщено в посудину, знаходяться в безперервному хаотичному русі. Крім цього між молекулами існують сили зчеплення, тому вони мають ще і певну силу потенціальної взаємодії, яка залежить від відстані між ними. Для спрощення вивчення властивостей газоподібного робочого тіла введено поняття – *ідеальний газ*.

Ідеальним називають уявний газ, в якому молекули розглядаються як матеріальні точки (що мають масу і не мають об'єму), між якими відсутні сили взаємодії. При великих об'ємах, малих тисках і високих температурах властивість реальних газів наближається до ідеальних. Це дозволяє вести розрахунки для реальних газів за рівняннями, які виведені для ідеальних газів.

1.2. Термодинамічна система

Термодинамічна система представляє собою сукупність матеріальних тіл, які перебувають в механічній і тепловій взаємодії один з одним і з оточуючими систему зовнішніми тілами, які називаються навколишнім середовищем.

Поверхня, яка відокремлює термодинамічну систему від навколишнього середовища, називається *контрольною*. Контрольна



поверхня може бути як фізичною оболонкою, так і уявною поверхнею. Термодинамічні системи бувають *закриті*, якщо в них не відбувається обмін речовиною з навколишнім середовищем і *відкриті*, якщо обмін речовиною має місце.

Система, яка не обмінюється з навколишнім середовищем енергією та речовиною – *ізолювана система*. Ізолювана система з часом приходить в стан термодинамічної рівноваги і не може спонтанно (самовільно) вийти з цього стану.

Якщо система не обмінюється теплотою, то вона *адіабатна* або *теплоізолювана*.

1.3. Параметри стану термодинамічної системи і одиниці вимірювання

Термодинамічний стан – це сукупність фізичних властивостей, які притаманні даному робочому тілу.

Макроскопічні величини, що характеризують стан системи в цілому, називаються *термодинамічними параметрами*.

Стан системи цілком визначається обмеженим числом термодинамічних параметрів, які називаються *незалежними*. Всі інші термодинамічні параметри, що виражаються через ці незалежні параметри, є *залежними параметрами*.

Термодинамічні параметри, що описують зовнішній вплив на систему, називаються *зовнішніми*. Термодинамічні параметри, що описують внутрішній стан системи, при заданих зовнішніх параметрах, називаються *внутрішніми*.

Термодинамічні параметри пропорційні масі системи називаються екстенсивними або адитивними, наприклад, питомий об'єм, ентропія. Термодинамічні параметри, незалежні від маси системи, називаються *інтенсивними*, наприклад, температура, тиск.

Параметри, за допомогою яких описуються процеси взаємного перетворення тепла і роботи, називаються *термодинамічними параметрами*. До основних термодинамічних параметрів відносяться: питомий об'єм v , абсолютний тиск p і абсолютна температура T .

Питомий об'єм v являє собою об'єм одиниці маси (1 кг) речовини. Якщо однорідне тіло масою M займає об'єм V , то за означенням



$$v = V/M. \quad (1.1)$$

В системі СІ одиницею виміру питомого об'єму є $\text{м}^3/\text{кг}$.

Тиск p чисельно рівний силі F , що діє по нормалі на одиницю площі поверхні A тіла, тобто

$$p = F/A. \quad (1.2)$$

В системі СІ за одиницю виміру тиску прийнято Паскаль (Па) - $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$. Оскільки ця одиниця мала, зручно використовувати кілопаскаль, $1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па}$; або мегапаскаль, $1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}$ і позасистемну одиницю $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$.

В системі СГС за одиницю тиску прийнята технічна атмосфера атм , яка іноді ще використовується на практиці; $1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2$.

Між технічною атмосферою і Паскалем має місце таке співвідношення

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2 = \frac{1 \text{ кг} \cdot 9,81 \text{ м/с}^2}{10^{-4} \text{ м}^2} = 9,81 \cdot 10^4 \text{ Па} = 98,1 \text{ кПа} = 0,981 \text{ бар}$$

Іноді виникає необхідність вимірювати тиск за допомогою стовпчика рідини, найчастіше всього це ртуть, вода, спирт. В цьому випадку, за одиницю виміру приймається фізична атмосфера атм , під якою розуміють тиск, що чинить стовп ртуті висотою 760 мм, при температурі 0°C на висоті рівня моря.

Зв'язок між фізичною атмосферою і Паскалем встановлюється на основі закону Паскаля, у відповідності з яким, тиск в рідині по всіх напрямках однаковий і тому не залежить від форм стовпа рідини

$$F = pA = \rho gV, \quad (1.3)$$

звідки

$$p = \rho gV/A = \rho gh, \quad (1.4)$$

де F – сила, p – тиск, A – площа, ρ – густина рідини, g – прискорення сили тяжіння, V – об'єм, h – висота стовпа рідини.

Для ртуті $\rho = 13590,4 \text{ кг/м}^3$, тоді при $g = 9,81 \text{ м/с}^2$; $h = 0,76 \text{ м}$; визначаємо $p = 1 \text{ атм} = 13590,4 \cdot 9,81 \cdot 0,76 = 101325 \text{ Па} = 101,325 \text{ кПа} = 1,01325 \text{ бар} = 0,101325 \text{ МПа} = 1,033 \text{ ат}$.

При вимірюванні тиску висотою ртутного стовпа необхідно враховувати, що покази приладу (барометра, ртутного манометра) залежить не тільки від тиску, але й від температури ртуті. Величи-



ни поправки на 1000 мм рт. ст. для різних температур приводяться в таблиці.

Температура сто- ва ртуті в °С	0	5	10	15	20	25	30
Поправки на 1000 мм	0,00	0,87	1,73	2,59	3,45	4,31	5,17

При температурі ртуті вище 0°C зазначену поправку необхідно віднімати з показів приладу; при температурах нижче 0°C зазначену поправку необхідно додавати до показів приладу.

Приведення показів ртутного барометра до 0°C також легко отримати з наступного співвідношення

$$p_{\text{до}} = p_{\text{б}} (1 - 0,000172 t), \quad (1.5)$$

де $p_{\text{до}}$ – барометричний тиск, приведений до 0°C; $p_{\text{б}}$ – дійсний барометричний тиск при температурі повітря t °C; 0,000172 – коефіцієнт об'ємного розширення ртуті.

Якщо тиск в замкненому об'ємі прийняти за абсолютний p , який більше атмосферного (барометричного) $p_{\text{бар}}=p_{\text{до}}$, то надлишковий тиск, що вимірюється манометром, становить

$$p_{\text{над}} = p_{\text{ман}} = p - p_{\text{бар}}, \quad (1.6)$$

звідки

$$p = p_{\text{ман}} + p_{\text{бар}} = p_{\text{над}} + p_{\text{бар}}. \quad (1.7)$$

Необхідно зауважити, що параметром стану є *абсолютний тиск*. Саме він входить в термодинамічні рівняння.

Якщо тиск в замкненому об'ємі менший за атмосферний, то вважають, що в об'ємі має місце *вакуум*. В цьому випадку, вакуумметр вимірює різницю між атмосферним і абсолютним тиском, тобто вакуум $p_{\text{вак}}$.

$$p_{\text{вак}} = p_{\text{бар}} - p, \quad (1.8)$$

звідки

$$p = p_{\text{бар}} - p_{\text{вак}}. \quad (1.9)$$

Згідно з молекулярно-кінетичною теорією матерії тиск p є результатом ударів молекул по поверхні, що обмежує тіло. Він безпосередньо зв'язаний з кінетичною енергією $m\bar{w}^2/2$ поступального руху молекул і дорівнює

$$p = \alpha n \frac{m\bar{w}^2}{3}, \quad (1.10)$$



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

Коефіцієнт α називається *коефіцієнтом стисливості*. Він залежить від дійсних розмірів молекул і сил міжмолекулярної взаємодії. Для газів, при достатньо малій густині, його значення наближається до одиниці. Для ідеальних газів, молекули яких не мають маси, але мають об'єми хоча і дуже малі, і в середовищі яких відсутні сили міжмолекулярної взаємодії, α буде рівним одиниці.

Середня квадратична швидкість руху молекул $\bar{w}$ визначається за формулою

$$\bar{w} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i^2}, \quad (1.11)$$

де w_i – швидкість молекули; N – загальне число молекул.

Число n ($1/\text{м}^3$) визначає середню кількість молекул в одиниці об'єму системи. Отже, n можна розглядати як молекулярну густину речовини. Величина n розраховується таким способом. В одному кіломолі речовини чи, що те саме, в μ кг/кмоль речовини міститься $N_A \cdot 10^3$ молекул. Тут $N_A = 6,0228 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро, що визначає число молекул в одному молі. За законом Авогадро усі гази при однаковому тиску і температурі вміщують в рівних об'ємах однакове число молекул. В нормальних умовах об'єм одного кіломоля газу становить $22,4 \text{ м}^3$.

В одному м^3 речовини чи, що те саме в $\rho \text{ кг/м}^3$ речовини міститься ρ/μ кіломолей, тобто $(\rho/\mu) \cdot N_A \cdot 10^3$ молекул. Таким чином, число молекул в одиниці об'єму визначається за формулою

$$n = (\rho/\mu) \cdot N_A \cdot 10^3 = \frac{N_A \cdot 10^3}{\mu \cdot v}. \quad (1.12)$$

З урахуванням величини n , а також, приймаючи до уваги, що для ідеальних газів $\alpha = 1$, формулу (1.10) зведемо до вигляду

$$p = \frac{N_A \cdot 10^3}{V_\mu} \cdot \frac{m \bar{w}^2}{3}, \quad (1.13)$$

де враховано, що $V_\mu = v \cdot \mu \text{ м}^3/\text{кмоль}$ – об'єм одного кіломоля.

Скалярна величина, яка характеризує рух всередині рівноважної системи називається *температурою*. Температура є одним з інтенсивних (тобто не залежних від маси) параметрів системи, во-



на є мірою середньої кінетичної енергії теплового руху молекул або атомів. Для нерівноважної системи поняття температури не має змісту.

До поняття температури можна прийти, розглядаючи процес переходу тепла від одного тіла до іншого. Температура визначає напрямок переходу теплоти. Теплота завжди переходить від тіла більш нагрітого до тіла менш нагрітого. Якщо температура обох тіл однакова, то перехід тепла не відбувається. Таким чином, температуру можна розглядати як міру нагрітості тіла.

Вимірювання температури виконується за допомогою термодинамічних пристроїв (термометрів, пірометрів, термопар і ін.), в яких використовується здатність певних речовин змінювати свої властивості із зміною температури. Такі речовини називаються *термометричними*.

Зчитується температура з *температурних шкал*, які поділяються на практичні (емпіричні) та теоретичні. До практичних відносяться шкали Цельсія, Реомюра, Фаренгейта. Суттєвим недоліком цих шкал є залежність їх показів від виду термометричної речовини і тому неможливо виміряти абсолютну температуру T , під якою розуміють температуру, що незалежна від виду термометричної речовини.

Абсолютна шкала температур була вперше побудована теоретичним методом на основі другого закону термодинаміки В.Томсоном (Кельвіном) і отримала назву шкали Кельвіна.

У відповідності з кінетичною теорією матерії між абсолютною температурою і кінетичною енергією руху молекул має місце прямий зв'язок, що визначається співвідношенням

$$T = \frac{1}{K} \cdot \frac{m\bar{w}^2}{3}, \quad (1.14)$$

де K – константа Больцмана, яка дорівнює $1,3805 \cdot 10^{-23}$ Дж/град.

З рівняння (1.13) випливає, що при температурі абсолютного нуля ($T=0$) тепловий рух молекул припиняється. З цього рівняння також випливає, що абсолютна температура є величиною статистичною, яка характеризує властивості сукупності великого числа частинок. Для окремих частинок або невеликої їх кількості температура не має змісту.



Оскільки абсолютна температура, так само як і тиск, пропорційна кінетичній енергії поступального руху молекул, вимірювання абсолютної температури можливе за допомогою газового термометра. Газовий термометр складається з посудини, що містить газ, і манометра для вимірювання його тиску. За виміряним тиском судять про температуру. В якості термометричної речовини використовується газ, який за своїми властивостями близький до ідеального, наприклад, водень, чи гелій, при дуже низьких тисках. В системі СІ за одиницю вимірювання абсолютної температури прийнято Кельвін (К). Кельвін дорівнює $1/273,16$ частини термодинамічної температури трійної точки води, при якій в системі одночасно спостерігається водяна пара, вода і лід.

В практиці вимірювання температур знайшла запровадження Міжнародна практична шкала температур 1948, в якій за одиницю вимірювання температури (t) прийнято градус Цельсія ($^{\circ}\text{C}$). Ця шкала будується на дванадцяти реперних точках, температура яких легко відтворюється в лабораторії. Одна з цих точок задається самим визначенням градуса термодинамічної шкали (температура потрійної точки води $273,16\text{ K}$). Інші точки встановлюються на основі температур фазових переходів різних речовин – від потрійної точки гелію до температури плавлення золота ($1064,43^{\circ}\text{C}$).

Зв'язок між Кельвіном і градусом Цельсія визначається формулою Гей-Люсака-Шарля, у відповідності з якою

$$T = t + 273,15. \quad (1.15)$$

З цієї формули випливає, що для всіх речовин абсолютний нуль на шкалі Цельсія складає $t = -273,15^{\circ}\text{C}$.

Для порівняння величин, які характеризують системи в однакових станах, вводиться поняття „нормальні термодинамічні умови”: $p = 760\text{ мм рт. ст.} = 101325\text{ Па}$; $T = 273,15\text{ K}$.

Термодинамічний стан системи можуть також характеризувати величини: внутрішня енергія – u , ентальпія – h , ентропія – s .

Ці три величини називають *калоричними параметрами*.

Термодинамічна рівновага

В термодинамічній системі можуть проходити різноманітні фізичні і хімічні процеси, включаючи ядерні перетворення і ін. Найбільш розповсюджені такі випадки: явище теплопровідності, обумовлене перепадом температур на різних ділянках системи; явище дифузії, яке виникає в результаті скінченої різниці концентрації



речовини в різних частинах системи; макроскопічні течії рідини чи газу; які визначаються перепадом тиску на різних ділянках системи. Якщо всі ці явища протікають зі змінною швидкістю, то стан системи визнається *нерівноважним*. Разом з тим, якщо зовнішні умови, що визначаються станом зовнішнього середовища, з яким взаємодіє розглядувана система, залишаються незмінними, то по закінченні деякого часу вона приходить в стан, при якому температура, концентрація і тиск різних ділянок системи вирівнюються, внаслідок чого зникають явища теплопровідності, дифузії і макроскопічної течії. Такий стан системи називається *термодинамічно рівноважним*. Час переходу системи від вихідного нерівноважного стану до рівноважного носить назву *часу релаксації*. Процеси, що сприяють поверненню системи в початковий рівноважний стан зі зміною зовнішніх умов, можна визначити як *релаксаційні*.

Час знаходження системи в стані термодинамічної рівноваги визначається часом, на протязі якого зовнішні умови залишаються незмінними. Самостійно вийти із стану рівноваги система не може (принцип самонепорушності термодинамічної рівноваги).

1.4. Рівняння стану ідеального газу і газова стала

В технічній термодинаміці часто використовують поняття кіломоля (кмоль), тобто кількість речовини в кілограмах, яка чисельно дорівнює його молекулярній масі μ . Кіломоль речовини з молекулярною масою μ дорівнює μ кг, а M кг вміщує M/μ кіломолей.

Рівняння стану для одного кіломоля ідеального газу може бути отримане з рівняння (1.13), в якому, з урахуванням рівняння (1.14),

виключають співвідношення $\frac{m\bar{w}^2}{3}$

$$p V_\mu = R_\mu T, \quad (1.16)$$

де $R_\mu = K \cdot N_A \cdot 10^3 = 1,3805 \cdot 10^{-23} \cdot 6,0228 \cdot 10^{23} \cdot 10^3 = 8314$ Дж/(кмоль град) - *універсальна газова стала*.

Універсальну газову сталу можна визначити як роботу, що виконується одним кіломолем газу при зміні його температури на один градус. Універсальна газова стала однаково справедлива для будь якого газу.



Після ділення рівняння (1.16) на μ отримаємо рівняння для 1 кг конкретного газу, приведеного до ідеальних умов

$$pv = RT, \quad (1.17)$$

де $R = R_\mu / \mu$ Дж/(кг град) – *газова стала*. Газова стала може бути визначена як робота, що виконується одним кілограмом ідеального газу при зміні його температури на один градус.

Рівняння стану для довільної маси газу отримується множенням рівняння (1.17) на масу M

$$pV = MRT = M \frac{R_\mu}{\mu} T. \quad (1.18)$$

Це рівняння називається рівнянням *Менделєєва-Клапейрона*, або *характеристичним*.

1.5. Термодинамічні процеси

Термодинамічним процесом називається сукупність послідовних станів робочого тіла при його взаємодії з оточуючим середовищем.

Зовнішні умови, в яких знаходиться система, визначають її внутрішній стан. Якщо зовнішні умови не змінюються з часом, то стан системи визначається як *рівноважний*. Зміна зовнішніх умов викликає в середині системи релаксаційні процеси, що ведуть до зміни її станів з часом. При цьому параметри, що визначають стан системи, змінюються таким чином, що в кожний момент часу вони приймають різні цілком визначені значення. Послідовна зміна таких рівноважних станів утворює *термодинамічний процес*. Наприклад: якщо час стиснення газу поршнем є більший за час, на протязі якого газ самостійно зрівноважує свій тиск до тиску навколишнього середовища, то це *рівноважний процес*. Якщо час збільшення температури навколишнього середовища є менший за час, на протязі якого газ в циліндрі самостійно змінює свою температуру до температури навколишнього середовища, – то це *нерівноважний процес*.

Якщо процес протікає настільки повільно, що внутрішні параметри практично встигають слідкувати за зовнішніми умовами, які змінюються таким чином, що стан системи в кожний момент часу наближається до рівноважного, то такий процес можна вважати



близьким до рівноважного або квазірівноважним. Процес наближається до строго рівноважного при нескінченно малій швидкості його протікання.

Важливим для термодинамічних процесів є *властивість оборотності*. Під *оборотним процесом* розуміють процес, при якому система, вийшовши з початкового рівноважного стану і пройшовши ряд проміжних станів в прямому напрямі, знову повертається у вихідний стан через такі самі проміжні стани, тільки у зворотній послідовності. При цьому в оточуючому середовищі не відбувається ніяких змін: тобто процес відбувається без додаткових затрат енергії. Оборотний процес повинен бути рівноважним і проходити без тертя і вихроутворення, для того щоб робота не перетворювалася необоротно в теплоту. В природі всі процеси нерівноважні, тому вони є і необоротними.

При необоротному процесі система не може повернутися в початковий стан ні шляхом, який зворотний прямому, ні будь-яким іншим шляхом без того, щоб в оточуючому середовищі не відбувалися зміни, тобто без додаткових затрат енергії.

Рівноважний термодинамічний процес можна зобразити графічно. Насправді, в кожен момент часу стан системи визначається конкретними значеннями термодинамічних параметрів стану p , v , T , які в сукупності відображують послідовність рівноважних станів. Завдяки цьому, кожний із станів системи в рівноважному процесі може бути зображений в термодинамічному просторі у вигляді точки. Сукупність цих точок і утворює лінію, яка являє собою графічне зображення термодинамічного процесу.

До елементарних (основних) термодинамічних процесів належать: ізохорний процес, що протікає при сталому об'ємі ($v = \text{const}$); ізобарний процес, що протікає при сталому тиску ($p = \text{const}$); ізотермічний процес, що протікає при сталій температурі ($T = \text{const}$); адіабатичний, що протікає при відсутності теплообміну між системою і оточуючим середовищем та політропічний, який по суті своїй є узагальнюючим процесом.

Круговий процес (цикл) – це термодинамічний процес, в результаті якого робоче тіло повертається у початковий стан.



1.6. Перший закон термодинаміки

Внутрішня енергія. Кожна термодинамічна система, в будь-якому стані, володіє запасом повної енергії E , яка є сумою зовнішньої E_z і внутрішньої енергії U .

Зовнішня енергія E_z складається з зовнішньої кінетичної енергії $E_{кін}$, яка обумовлена механічним переміщенням системи, і зовнішньої потенціальної енергії $E_{пот}$, яка обумовлена положенням системи в полі потенціальних сил. Технічна термодинаміка розглядає, переважно, нерухомі об'єкти, а потенціальною енергією нехтує, тобто $E_{кін} = 0$ і $E_{пот} = 0$. Таким чином, в технічній термодинаміці повна енергія системи приймається рівною її внутрішній енергії, тобто $E = U$.

Внутрішня енергія, в свою чергу, є сумою внутрішньої кінетичної $U_{кін}$ і внутрішньої потенціальної енергії $U_{пот}$.

$$U = U_{кін} + U_{пот}. \quad (1.19)$$

$U_{кін}$ визначається швидкістю теплового руху молекул, що залежить безпосередньо від температури системи T , тому $U_{кін}$ можна розглядати як функцію температури системи $U_{кін} = U_{кін}(T)$. Внутрішня потенціальна енергія $U_{пот}$ обумовлена силами міжмолекулярної взаємодії, що залежить від молекулярних відстаней, тому $U_{пот}$ може бути представлено як функцію об'єму системи $U_{пот} = U_{пот}(V)$. Отже, у відповідності із співвідношенням (1.19) одна з форм функціональної залежності внутрішньої енергії від термічних параметрів може бути представлена таким чином

$$U = U(T, V), \quad (1.20)$$

Оскільки термічні параметри зв'язані між собою рівнянням стану внутрішня енергія може бути представлена як функція будь-якої іншої пари термічних параметрів $U = U(T, P)$; $U = U(P, V)$.

Внутрішня енергія включає в себе також енергію електронних оболонок і ядерну енергію. Але оскільки, в більшості теплоенергетичних процесів, ці складові залишаються незмінними, технічною термодинамікою вони не враховуються. Внутрішня енергія однозначно визначається термічними параметрами стану, тому вона також є параметром стану (калоричним). Нескінченно малий приріст цього параметра dU є повним диференціалом функції U , для якого справедливий інтеграл для кругових процесів



$$\oint dU = 0. \quad (1.21)$$

Внутрішня енергія робочого тіла залежить від маси M , тому інтерес представляє значення внутрішньої енергії, яка віднесена до 1 кг маси тіла, - *питома внутрішня енергія* $u = U/M$.

Робота, ентальпія і ентропія

Робота термодинамічного процесу

Робота в термодинамічному процесі, як і в механіці, визначається добутком сили, що діє на систему, на шлях дії цієї сили. Розглянемо деяку довільну систему, рис. 1.1; стан якої визначається параметрами p і V_1 .

Система знаходиться під дією рівномірно розподіленого тиску p' . Припустимо, що в деякий момент часу об'єм системи збільшився з V_1 до V_2 ($V_2 > V_1$). Тоді елементарна площадка dA , пересилуючи опір елементарної сили $dF = p'dA$, переміститься на відстань dn .

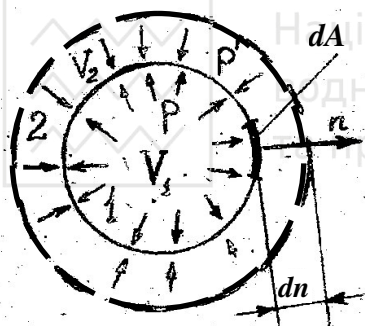


Рис. 1.1. Схема до визначення роботи термодинамічної системи

В результаті буде виконана елементарна робота $dL' = dF \cdot dn = p' dA \cdot dn = p' dV$. (1.22)

Для того щоб отримати повну роботу L' співвідношення (1.22) необхідно проінтегрувати в інтервалі від V_1 до V_2 .

$$L' = \int_{V_1}^{V_2} p' dV. \quad (1.23)$$

У випадку, коли система знаходиться в рівноважному стані, тобто коли $p' = p$, повна

робота L визначається за формулою

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (1.24)$$

Робота L залежить від шляху, яким система із стану 1 переходить в стан 2, тобто є функцією процесу, а не стану. Це впливає з виразу для роботи рівноважного процесу. Насправді, в цьому випадку тиск p залежить не тільки від об'єму системи V , але й від температури T . Ця залежність визначається рівнянням стану. Тому, при переході з одного і того ж початкового стану в один і той же



кінцевий стан 2, тиск p в проміжних точках буде мати різні значення, в залежності від величини температури, яка в різних точках змінюється по-різному. Відповідно цьому робота L також буде приймати різні значення. Математично це виражається тим, що нескінченно мала кількість роботи dL не буде повним диференціалом функції L , тобто

$$\oint dL \neq 0. \quad (1.25)$$

В термодинаміці для дослідження термодинамічних процесів користуються діаграмою “ p - V ”, в якій по осі абсцис відкладаються об’єми у відповідному масштабі, а по осі ординат – тиск. Оскільки стан системи визначається двома параметрами на діаграмі “ p - V ”, то він буде зображений точкою. Послідовна сукупність цих точок утворює неперервну лінію, яка графічно відображує роботу термодинамічного процесу, рис. 1.2.

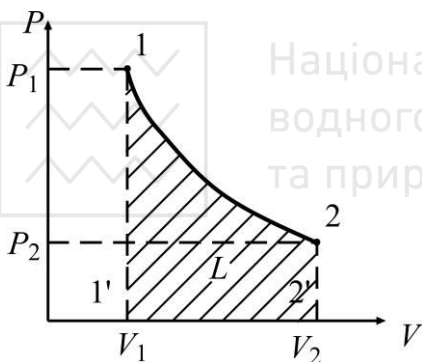


Рис. 1.2. Графічне зображення роботи в “ p - V ” координатах

Площа фігури 122’1’ під лінією процесу 1-2 дорівнює

$$Пл. 122'1' = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (1.26)$$

Із співставлень співвідношень (1.24) і (1.26) випливає, що робота термодинамічного процесу в координатах “ p - V ”, у відповідному масштабі, дорівнює площі під лінією процесу, тобто

$$L = пл. 122'1'.$$

Якщо робота супроводжується збільшенням

об’єму $dV > 0$, то вона приймається за роботу розширення і їй приписується знак “+” ($dL > 0$).

Якщо робота супроводжується зменшенням об’єму $dV < 0$, то вона приймається за роботу стиснення і їй приписується знак “-” ($dL < 0$).

Перший закон термодинаміки

Перший закон термодинаміки є прикладанням закону збереження і перетворення енергії до теплових процесів: енергія не зни-



кає і не створюється з нічого, а лише переходить з одного виду в другий в еквівалентній кількості.

Перший закон термодинаміки допускає ряд різних формулювань, загальний зміст яких один і той же, але використовують їх для розв'язування різних задач.

Найбільш характерні із цих формулювань мають такий зміст:

1. Всі види енергії можуть взаємно перетворюватись в чітко визначених рівних кількостях.

2. Внутрішня енергія цілком ізольованої системи є величина постійна, незалежно від того, які внутрішні процеси в ній проходять.

3. Неможливо побудувати вічний двигун першого роду, тобто таку періодично діючу машину, яка б давала корисну роботу без затрат зовнішньої енергії.

Припустимо, що системі передано деяку скінчену кількість зовнішнього тепла ΔQ . Частина тепла ΔQ може піти на нагрівання системи, внаслідок чого температура її підвищиться. Підвищення температури супроводжується: по-перше, зростанням швидкості поступального руху молекул; по-друге, збільшенням об'єму системи і, по-третє, можливою зміною агрегатного стану речовини, що складає систему. Перше призводить до збільшення внутрішньої кінетичної енергії на величину $\Delta U_{\text{кін}}$, друге і третє – внутрішньої потенціальної енергії на величину $\Delta U_{\text{ном}}$. Таким чином, частина тепла ΔQ сприяє росту внутрішньої енергії на величину

$$\Delta U = \Delta U_{\text{кін}} + \Delta U_{\text{ном}}. \quad (1.27)$$

Оскільки система оточена зовнішнім середовищем, що чинить тиск на неї, то при своєму розширенні вона виконує зовнішню механічну роботу подолання опору сил поверхневого натягу ΔL . На це витрачається друга частина тепла ΔQ . В силу закону збереження енергії буде мати місце баланс між теплотою, яка передана системі ΔQ , внутрішньою енергією ΔU і роботою ΔL , тобто

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta L. \quad (1.28)$$

Співвідношення (1.28) являє собою математичне формулювання першого закону термодинаміки в скінчених величинах, у відповідності з яким теплота, яка передана системі, витрачається на зміну внутрішньої енергії системи і виконання роботи.



Шляхом переходу від величин скінчених до нескінченно малих рівняння (2.12) зведеться до диференціальної форми

$$dQ = dU + dL. \quad (1.29)$$

Оскільки, для цілком ізольованої системи $dQ=0$ і $dL=0$, то і $dU=0$. Таким чином, для такої системи внутрішня енергія є величиною сталою, тобто $U = \text{const}$.

Для 1 кг робочого тіла

$$\Delta q = \Delta u + \Delta l, \quad (1.30)$$

в диференціальній формі

$$dq = du + dl. \quad (1.31)$$

В періодично діючій тепловій машині реалізуються кругові чи циклічні процеси. З першого закону термодинаміки випливає, що кількість тепла Q , яка отримана системою в круговому процесі, дорівнює кількості виконаної нею роботи L . Дійсно, в результаті інтегрування рівняння першого закону (1.29), отримаємо

$$\oint dQ = \oint dL; \quad \text{або} \quad Q = L. \quad (1.32)$$

Тут враховано, що $\oint dU = 0$.

Звідси випливає, що співвідношення $\oint dQ - \oint dL < 0$, при якому система виконує корисну роботу без додаткових затрат енергії із зовні, суперечить першому закону термодинаміки і не має змісту.

Ентальпія

Технічна термодинаміка переважно розглядає процеси, в яких виконання роботи супроводжується зміною об'єму системи. З врахуванням співвідношення для елементарної роботи термодинамічного процесу $dL = p dV$ рівняння (1.29) запишеться в такому вигляді

$$dQ = dU + p dV. \quad (1.33)$$

З врахуванням відомого диференціального співвідношення

$$d(pV) = Vdp + pdV, \quad (1.34)$$

звідси

$$p dV = d(pV) - Vdp,$$

тоді рівняння (1.33) зводиться до вигляду

$$dQ = d(U + pV) - V dp. \quad (1.35)$$

Сума в дужках рівняння (1.35) позначається літерою H і визнається як ентальпія термодинамічної системи, тобто

$$H = U + pV, \quad (1.36)$$



Рис. 1.3. Схема до визначення фізичного змісту величини pV

де pV – потенціальна енергія тиску. Щоб визначити фізичний зміст цієї величини розглянемо приклад, рис. 1.3.

В циліндрі під рухомим поршнем з площею поперечного перерізу A знаходиться газ. Зовнішнє середовище через рухомий поршень діє на газ із силою F , яка рівна $F = pA$. В цьому випадку потенціальна енергія газу буде рівна $Fy = pAy$.

Об'єм газу $V = Ay$. Тоді потенціальна енергія $Fy = pV$. Таким чином, потенціальна енергія тиску це та енергія, яку система набуває в процесі енергетичної взаємодії з оточуючим середовищем.

Звідси впливає визначення ентальпії як суми внутрішньої енергії, яка притаманна даній системі, і потенціальної енергії тиску, яку система набуде в процесі енергетичної взаємодії з оточуючим середовищем.

Оскільки величини, які входять у співвідношення, що визначає ентальпію (1.36), є термічними параметрами стану, то і ентальпія – параметр стану (калоричний). Тому величина dH є повним диференціалом функції H , для якого справедливе співвідношення

$$\oint dH = 0. \quad (1.37)$$

Ентальпія, як і внутрішня енергія, може бути представлена як функція двох будь-яких термічних параметрів стану:

$$H = H(T, V); \quad H = H(T, P); \quad H = H(P, V).$$

Виходячи з прийнятих позначень, з врахуванням (1.36) рівняння (1.35) зводиться до вигляду

$$dQ = dH - V dp. \quad (1.38)$$

Рівняння (1.38) також є одним з математичних формулювань першого закону термодинаміки.

Вираз ентальпії для 1 кг газу (тобто питомої ентальпії) має такий вид

$$h = u + pv. \quad (1.39)$$

Отже, питома ентальпія залежить від параметрів стану u , p , v , тому також є параметром стану газу. Звідси, зміна ентальпії Δh не



залежить від характеру процесу, а визначається лише початковим і кінцевим станом, тобто

$$\Delta h = h_2 - h_1. \quad (1.40)$$

Рівняння (1.38) в питомих величинах

$$dq = dh - vdp. \quad (1.41)$$

Після інтегрування теплота, яка приймає участь в термодинамічному процесі від стану 1 до стану 2, дорівнює

$$q_{1-2} = h_2 - h_1 - \int_1^2 vdp. \quad (1.42)$$

Ентропія

Введемо ще один параметр робочого тіла, який має велике практичне значення для полегшення рішення багатьох теплотехнічних задач, – ентропію. Цей параметр не має фізичного змісту, введений формально на основі математичних міркувань, які застосовуються для ідеального газу. Цей параметр був введений Р.Клаузіусом в 1865 р при аналізі кругових процесів.

Розглянемо елементарний термодинамічний процес, в ході якого до 1 кг газу підводиться (або відводиться) така невелика кількість теплоти dq , що його температура T залишається незмінною. На основі першого закону термодинаміки – рівняння (1.33) для 1 кг газу запишемо так

$$dq = du + p dv. \quad (1.43)$$

Поділивши обидві частини цього рівняння на T , отримаємо

$$dq/T = du/T + p dv/T. \quad (1.44)$$

Позначимо відношення

$$dq/T = ds \quad (1.45)$$

Ентропія s – параметр стану, диференціал якого дорівнює відношенню нескінченно малої кількості теплоти dq в елементарному оборотному процесі до абсолютної температури T , яка в цьому процесі є постійною. Слово *ентропія* –грецьке і у першому наближенні означає – перетворення.

Зміна внутрішньої енергії елементарного термодинамічного процесу

$$du = c_v dT, \quad (1.46)$$

де c_v - теплоємність газу при постійному об'ємі.

З рівняння стану газу

$$p = RT/v. \quad (1.47)$$



Враховуючи залежності (1.44), (1.46) і (1.47), рівняння (1.45) запишемо в наступній формі

$$ds = dq/T = c_v dT/T + (RT/v) \cdot dv/T \quad (1.48)$$

або

$$ds = dq/T = c_v dT/T + R \cdot dv/v. \quad (1.49)$$

Проінтегрувавши останній вираз, маємо з точністю до постійної інтегрування

$$s = c_v \ln T + R \ln v. \quad (1.50)$$

Продеференціюємо рівняння стану $p v = R T$, отримаємо

$$p dv + v dp = R dT. \quad (1.51)$$

звідси

$$p dv = R dT - v dp. \quad (1.52)$$

Підставимо цей вираз в (1.44) і, враховуючи (1.46) і співвідношення $v/T = R/p$ з рівняння стану газу, отримаємо

$$ds = c_v dT/T + R dT/T - v dp/T = (c_v + R) \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (1.53)$$

з урахуванням залежності $c_v + R = c_p$, де c_p – теплоємність газу при постійному тиску

$$ds = c_p dT/T - R dp/p \quad (1.54)$$

Після інтегрування

$$s = c_p \ln T - R \ln p. \quad (1.55)$$

Якщо в результаті якого-небудь процесу ідеальний газ перейшов із стану 1 в стан 2, то на основі рівнянь (1.50) і (1.55) отримаємо

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(v_2/v_1) = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(p_2/p_1). \quad (1.56)$$

Зміна ентропії робочого тіла, а не її абсолютне значення в яких-небудь станах характеризує кількість теплоти, яка приймає участь в термодинамічному процесі. Тому при термодинамічних розрахунках не має значення, від якого вихідного стану робочого тіла виконується відлік значення ентропії.

Звичайно в технічній термодинаміці при розрахунках теплових двигунів прийнято рахувати ентропію від нульового значення, яке відповідає стану робочого тіла, що знаходиться в нормальних умовах ($T = 273 \text{ K}$; $p = 100 \text{ кПа}$).

З виразу (1.56) виходить, що зміна ентропії залежить від параметрів газу в початковому і кінцевому стані і не залежить від про-



цесу, по якому змінюється цей стан. Тому ентропію можна розглядати як параметр стану.

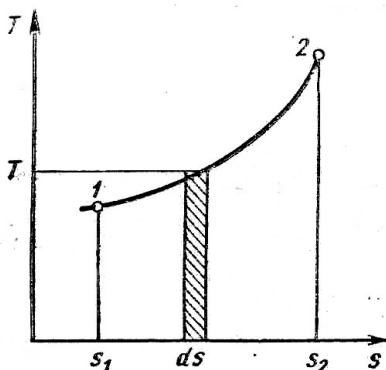


Рис. 1.4. Термодинамічний процес в діаграмі $T-s$

1.7. Теплова діаграма $T-s$

Через те, що кожному стану тіла або системи тіл відповідає визначене значення температури T і ентропії s , кожний рівноважний стан його можливо відобразити графічно в координатах $T-s$ точкою, а оборотний процес зміни стану – лінією, рис 1.4. Площа елементарного прямокутника Tds дає значення

теплоти dq , підведеної або відведеної від 1 кг газу. Це призводить до зміни ентропії на безконечно малу величину ds .

Виходячи з визначення ентропії, $dq/T=ds$, тоді $dq = T ds$.

Площа під кривою 1-2, яка дорівнює $q = \int_1^2 T ds$, являє собою кількість теплоти q процесу, який зображено кривою 1-2. Тому діаграму, яка показана на рис. 1.4, називають тепловою. Цю діаграму широко використовують в теплотехнічних розрахунках і завжди будують для 1 кг робочого тіла. Через те, що $T>0$, то dq і ds мають однакові знаки. А це значить, що підведення теплоти ($dq>0$) збільшує ентропію ($ds>0$), а відведення теплоти ($dq<0$) зменшує її ($ds<0$).

Приклади розв'язання задач

Задача 1.1.

Розрідження у димоході парового котла вимірюють тягоміром з кутом нахилу трубки до горизонту 30° . Довжина стовпа води, яку визначено за шкалою тягоміра, дорівнює 200 мм. Визначити абсолютний тиск газу у МПа або барах, якщо барометр показує 750 мм рт. ст. при температурі 20°C .

Дано:

$l = 200$ мм вод. ст.;

$\alpha = 30^\circ$;

Розв'язання

1. Вакууметричний тиск вимірюють висотою стовпа рідини:



$$p_0 = 750 \text{ мм рт. ст.};$$

$$t = 20^\circ\text{C}$$

$p - ?$

$$p_6 = l \cdot \sin \alpha = 200 \cdot 0,5 = 100 \text{ мм вод. ст.}$$

2. Барометричний тиск, який приведено до температури 0°C , за формулою (1.5)

$$p_{00} = p_0 (1 - 0,000172 t) = 750 (1 - 0,000172 \cdot 20) = 747,4 \text{ мм рт. ст.}$$

$$2. \text{ Абсолютний тиск } p = p_{00} - p_6 = 747,4 - 100/13,6 = 740 \text{ мм рт. ст.} = 740/750 = 0,987 \text{ бар} = 0,0987 \text{ МПа.}$$

Відповідь: $p = 0,0987 \text{ МПа}$ або $0,987 \text{ бар}$.

Задача 1.2.

Запобіжний клапан парового котла, рис. 1.5., має відкриватися при тискові p . Площа отвору, що закривається, дорівнює S . На якій відстані

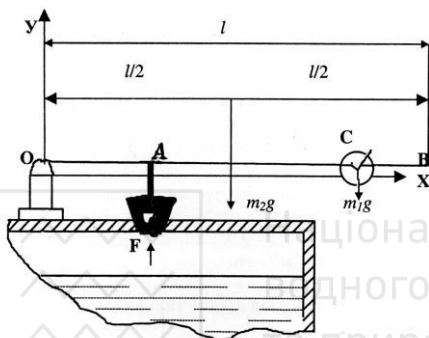


Рис 1.5. Схема запобіжного клапана парового котла

від осі обертання O необхідно встановити тягарець C масою m_1 щоб клапан масою m_3 не відкривався, якщо горизонтальний стрижень має масу m_2 і $OB = l$, а $OA = 0,25 l$?

Розв'язання

Щоб клапан не відкривався, необхідно, щоб система, яка складається зі стрижня масою m_2 , запобіжного клапана масою m_3 і тягарця масою m_1 , знаходилась в рівно-

вазі. З механіки відомо, що тіла, які мають вісь обертання, знаходяться в рівновазі, якщо сума проєкцій усіх сил, які діють на тіло, на будь-яку координатну вісь дорівнює нулю і сума моментів цих сил біля осі обертання також дорівнює нулю. Виберемо систему координат так, як показано на рис. 1.5. Тоді

$$\sum_{i=1}^n F_{yi} = 0;$$

$$\sum_{i=1}^n M_i = 0.$$

Запишемо рівняння проєкцій сил на вертикальну вісь і рівняння моментів:

$$pS - m_3g - m_2g - m_1g = 0. \quad (1.57)$$

$$pS \cdot 0,25l - m_3g \cdot 0,25l - m_2g \cdot 0,5l - m_1g \cdot l = 0. \quad (1.58)$$

2. Розв'яжемо останнє рівняння відносно OC :

$$OC = (pS \cdot 0,25l - m_3g \cdot 0,25l - m_2g \cdot 0,5l) / (m_1g). \quad (1.59)$$

3. Підставляючи значення pS із (1.57) у (1.59), одержимо:

$$OC = [g(m_3 + m_2 + m_1) \cdot 0,25l - m_3g \cdot 0,25l - m_2g \cdot 0,5l] / (m_1g) = (m_3 \cdot 0,25l + m_2 \cdot 0,25l + m_1 \cdot 0,25l - m_3 \cdot 0,25l - m_2 \cdot 0,5l) / m_1 =$$



$$=0,25l(m_1 - m_2)/m_1.$$

Відповідь: $OC = 0,25l(m_1 - m_2)/m_1$. Таким чином, відстань OC не залежить від тиску p , маси клапана m_3 і площі отвору S .

Задача 1.3.

У посудині об'ємом 300 л знаходиться 0,14 кг газу при розрідженні 400 мм рт.ст. Визначити абсолютний тиск у посудині, питомий об'єм і густину газу. Барометричний тиск вважати 760 мм рт.ст.

Дано:

$$V=300 \text{ л}=0,3 \text{ м}^3;$$

$$p_{\text{до}}=760 \text{ мм рт.ст.};$$

$$m = 0,14 \text{ кг};$$

$$p_{\text{вак}}=400 \text{ мм рт.ст.}$$

$$p, \rho, \nu - ?$$

Розв'язання

$$1. p = p_{\text{до}} - p_{\text{вак}} = 760 - 400 = 360 \text{ мм рт.ст.}$$

$$p = 360/(750 \cdot 10) = 0,0480 \text{ МПа.}$$

$$2. \rho = m/V = 0,14/0,3 = 0,467 \text{ кг/м}^3.$$

$$3. \nu = 1/\rho = 1/0,467 = 2,141 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

$$\textbf{Відповідь: } p=0,048 \text{ МПа; } \rho=0,467 \text{ кг/м}^3; \nu=2,141 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Задача 1.4.

Визначити масу, питомий об'єм і густину повітря, об'єм якого $V = 0,5 \text{ м}^3$, надлишковий тиск $p_{\text{над}} = 0,8 \text{ МПа}$ і температура $t = 20^\circ\text{C}$. Барометричний тиск, який приведений до 0°C дорівнює $p_{\text{до}} = 745 \text{ мм рт.ст.}$

Дано:

$$V = 0,5 \text{ м}^3;$$

$$p_{\text{над}} = 0,8 \text{ МПа};$$

$$p_{\text{до}} = 750 \text{ мм рт.ст.};$$

$$t = 20^\circ\text{C}$$

$$p - ?$$

Розв'язання

1. Абсолютний тиск повітря

$$p = p_{\text{над}} + p_{\text{до}} = 0,8 + 745/(750 \cdot 10) = 0,899 \text{ МПа.}$$

2. Газова стала повітря (як ідеального газу)

$$R = 8314/\mu = 8314/29 = 286,7 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}.$$

3. Маса повітря з рівняння стану (1.18)

$$M = pV/(RT) = 0,899 \cdot 10^6 \cdot 0,5/(286,7 \cdot 293) = 5,35 \text{ кг.}$$

$$4. \text{Питомий об'єм повітря } \nu = V/M = 0,5/5,35 = 0,0934 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

$$5. \text{Густина повітря } \rho = 1/\nu = 1/0,0934 = 10,7 \text{ кг/м}^3.$$

$$\textbf{Відповідь: } M = 5,35 \text{ кг; } \nu = 0,0934 \text{ м}^3/\text{кг; } \rho = 10,7 \text{ кг/м}^3.$$

Задача 1.5.

Яка кількість балонів ємністю $V = 100 \text{ л}$ необхідна для перевезення $M = 300 \text{ кг}$ кисню, якщо при температурі $t = 25^\circ\text{C}$ тиск газу в балоні $p_{\text{над}} = 15 \text{ МПа}$ (за манометром). Барометричний тиск $p_{\text{до}} = 760 \text{ мм рт.ст.}$

Дано:

$$V = 100 \text{ л}=0,1 \text{ м}^3;$$

$$M = 312 \text{ кг};$$

$$p_{\text{над}} = 15 \text{ МПа};$$

$$p_{\text{до}} = 760 \text{ мм рт.ст.};$$

$$t = 25^\circ\text{C}$$

$$n - ?$$

Розв'язання

1. Абсолютний тиск повітря

$$p = p_{\text{над}} + p_{\text{до}} = 15 + 760/(750 \cdot 10) = 15,1 \text{ МПа.}$$

2. Газова стала кисню (як ідеального газу)

$$R_{\text{O}_2} = 8314/\mu = 8314/32 = 259,8 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}.$$

3. Маса кисню в одному балоні з рівняння стану (1.18)

$$M_{\text{б}} = pV/(RT) = 15,1 \cdot 10^6 \cdot 0,1/(259,8 \cdot 298) = 19,5 \text{ кг}$$

$$4. \text{Необхідна кількість балонів } n = M/M_{\text{б}} = 312/19,5 = 16 \text{ шт.}$$

$$\textbf{Відповідь: } n = 16 \text{ шт.}$$

**Задача 1.6.**

До робочого тіла підводиться 25 кДж тепла. Розширюючись, воно здійснює 5 кДж роботи. Визначити зміну внутрішньої енергії тіла.

Дано:

$$\Delta Q = 25 \text{ кДж};$$

$$\Delta L = 5 \text{ кДж};$$

$$\Delta U = ?$$

Розв'язання

1 Згідно рівняння першого закону термодинаміки (1.28), зміна внутрішньої енергії $\Delta U = \Delta Q - \Delta L = 25 - 5 = 20 \text{ кДж}$.

Відповідь: $\Delta U = 20 \text{ кДж}$.**Задача 1.7.**

На стиснення робочого тіла при постійному тиску витрачена робота 50 кДж. Визначити кількість тепла і зміну ентальпії в процесі, якщо зміна внутрішньої енергії робочого тіла становить 15 кДж.

Дано:

$$\Delta L = -50 \text{ кДж};$$

$$\Delta U = 15 \text{ кДж};$$

$$\Delta Q = ?; \Delta H = ?$$

Розв'язання

1 Згідно рівняння першого закону термодинаміки (1.28), кількість тепла, яка відводиться від робочого тіла $\Delta Q = \Delta U + \Delta L = 15 - 50 = -35 \text{ кДж}$.

2. Зміна ентальпії 1 кг робочого тіла при постійному тиску ($dp = 0$) згідно рівняння (1.42) становить $h_2 - h_1 = q_{1-2}$. Для робочого тіла масою M отримаємо $M(h_2 - h_1) = Mq_{1-2} = \Delta Q$, тобто зміна ентальпії робочого тіла $H_2 - H_1 = \Delta Q = -35 \text{ кДж}$. Таким чином, ентальпія робочого тіла зменшилася на 35 кДж.

Відповідь: $\Delta Q = -35 \text{ кДж}; \Delta H = H_2 - H_1 = -35 \text{ кДж}$.**Контрольні питання.**

1. Який газ прийнято вважати ідеальним? Чим він відрізняється від реального газу?
2. В чому заключається сутність закону Авогадро?
3. Як виглядає характеристичне рівняння стану газу?
4. Чому дорівнює універсальна газова стала і в яких одиницях її вимірюють?
5. Що називається термодинамічною системою?
6. Які параметри характеризують термодинамічну систему?
7. Чим відрізняються поняття „теплота” і „робота”?
8. Які термодинамічні системи називаються рівноважними?
9. Що називається термодинамічним процесом?
10. Чим відрізняються елементарні (основні) термодинамічні процеси.?
11. Що таке внутрішня енергія газу і від чого вона залежить?
12. Як визначається робота газу і в яких одиницях вимірюється?



13. В чому сутність першого закону термодинаміки і який його математичний вираз?
14. Що таке ентальпія? Який її фізичний зміст?
15. Яка функція називається ентропією?
16. В чому полягає якісна різниця понять роботи і теплоти?
17. Що зображує площа під кривою процесу в p - v координатах і площа під кривою процесу в T - s координатах?
18. Які існують формулювання і математичні вирази для першого закону термодинаміки?





2. ГАЗОВІ СУМІШІ. ТЕПЛОЄМНІСТЬ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

2.1. Способи завдання складу газової суміші

У практиці часто використовують різні газові суміші, наприклад всілякі горючі гази, які являють собою суміші вуглеводнів: метану, пропану, бутану, пентану і ін.; продукти горіння, які є сумішшю вуглекислого газу, азоту, кисню, окису вуглецю; повітря, яке також складається з різних газів. Ці суміші в багатьох випадках можна вважати ідеальними. *Сумішшю ідеальних газів* називаються ідеальні гази, які знаходяться в одному об'ємі і не вступають в хімічні взаємодії. Розглянемо закономірності, яким підпорядковуються газові суміші.

Закон Дальтона. Якщо різні компоненти газової суміші не вступають в хімічні реакції один з одним, то кожен газ займає увесь об'єм посудини, в якій розміщена суміш, і рівномірно розподіляється в ній. Всі складові суміші мають одну і ту ж температуру, при цьому кожен газ створює такий тиск, який би він створював, коли один займав би об'єм суміші при її температурі – *парціальний тиск*. Його визначають на основі характеристичного рівняння $pV = MRT$ для даного газу. Згідно закону Дальтона тиск суміші дорівнює сумі парціальних тисків складових суміші

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i . \quad (2.1)$$

За законом Амага об'єм суміші ідеальних газів V дорівнює сумі приведених об'ємів V_i її окремих компонентів.

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i . \quad (2.2)$$

Приведеним об'ємом називають об'єм, який займав би компонент газу, якби його тиск і температура дорівнювали тиску і температурі суміші.

Для чистих речовин достатньо знати тільки два яких-небудь параметри стану, щоб повністю визначити інші. У випадку суміші газів для визначення якого-небудь стану потрібно знати склад суміші, тобто для суміші газів в якості незалежної змінної додавля-



ється величина z , яка визначає її склад. Тоді в загальному вигляді рівняння стану суміші записується так

$$\varphi(p, v, T, z) = 0. \quad (2.3)$$

Склад суміші може бути заданий масовими, об'ємними і мольними частками (у випадку ідеального газу мольні частки чисельно дорівнюють об'ємним).

2.2. Масові і об'ємні частки та співвідношення між ними

Масовою часткою i -го компоненту називається відношення його маси M_i до маси суміші M , тобто

$$m_i = M_i/M. \quad (2.4)$$

$$M = M_1 + M_2 + \dots + M_n = \sum M_i; \quad \sum m_i = 1. \quad (2.5)$$

Об'ємною часткою i -го компонента називають відношення приведенного (парціального) об'єму компоненту V_i до об'єму суміші V

$$r_i = V_i/V. \quad (2.6)$$

Якщо видалити з суміші усі гази за винятком одного і газу, що залишився стиснути при незмінній температурі до тиску, який був у суміші, то об'єм, що займе цей газ, називається *парціальним об'ємом*. Іншими словами, парціальний об'єм - це об'єм, який займав би окремий газ, маючи тиск і температуру суміші.

Покажемо, що загальний об'єм суміші дорівнює сумі парціальних об'ємів окремих газів. Рівняння стану для M_i кг i -го газу, яке записується через парціальний тиск p_i цього газу, має вигляд

$$p_i V = M_i R_i T, \quad (2.7)$$

де V і T – об'єм і температура суміші; R_i – газова стала i -го газу.

Рівняння стану для того ж газу, записане через його парціальний об'єм

$$p V_i = M_i R_i T. \quad (2.8)$$

Порівнюючи рівняння (2.7) і (2.8), отримаємо співвідношення, відоме як закон Бойля:

$$p_i V = p V_i; \quad (2.9)$$

Звідси $V_i = (p_i/p)V$, отже,

$$V_1 = (p_1/p)V; \quad V_2 = (p_2/p)V; \quad V_n = (p_n/p)V. \quad (2.10)$$

Додаючи ліві і праві частини останніх рівнянь, одержимо



$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = \left(\frac{p_1}{p} + \frac{p_2}{p} + \dots + \frac{p_n}{p} \right) V = V, \quad (2.11)$$

що і треба було показати.

Число кіломолей a усієї суміші дорівнює сумі чисел кіломолей $a_1, a_2, \dots, a_n$

$$a = a_1 + a_2 + \dots + a_n. \quad (2.12)$$

Відношення числа кіломолей окремого газу до загального числа кіломолей суміші називається *мольною часткою* газу. Мольна частка ідеального газу в суміші дорівнює його об'ємній частці $a_i/a = r_i$.

В механічних сумішах молекули окремих газів не вступають в хімічні сполуки, тому не можна говорити про молекулярну масу суміші. Внаслідок цього вводиться умовне уявлення про *середню (уявну) молекулярну масу суміші*, під якою розуміють молекулярну масу уявного газу, що замінює дійсну суміш і складається з однакових, середніх за масою молекул. Маса такої середньої молекули дорівнює масі суміші, яка поділена на число її молекул.

Якщо μ і a – відповідно молекулярна маса і число кіломолей суміші; μ_1 і a_1 ; μ_2 і $a_2, \dots, \mu_n$ і a_n – відповідно молекулярні маси і число кіломолей складових суміші газів, то для маси суміші і мас окремих газів в суміші можливо написати:

$$M = \mu a; \quad M_1 = \mu_1 a_1; \quad M_2 = \mu_2 a_2; \quad M_n = \mu_n a_n. \quad (2.13)$$

Через те, що $M = M_1 + M_2 + \dots + M_n$, то

$$\mu a = \mu_1 a_1 + \mu_2 a_2 + \dots + \mu_n a_n; \quad (2.14)$$

$$\mu = \mu_1 \frac{a_1}{a} + \mu_2 \frac{a_2}{a} + \dots + \mu_n \frac{a_n}{a}, \quad (2.15)$$

або

$$\mu = \mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \dots + \mu_n r_n; \quad (2.16)$$

тобто

$$\mu = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i. \quad (2.17)$$

Рівняння (2.16) і (2.17) слугують для визначення середньої молекулярної маси суміші по об'ємним або мольним часткам газів.

Згідно рівнянням (2.4) і (2.13), маємо:

$$M_1 = m_1 M = \mu_1 a_1; \quad M_2 = m_2 M = \mu_2 a_2; \quad M_n = m_n M = \mu_n a_n; \quad (2.18)$$

Отже



$$\begin{aligned} a &= a_1 + a_2 + \dots + a_n = (m_1/\mu_1)M + (m_2/\mu_2)M + \dots + (m_n/\mu_n)M = \\ &= M \left(\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \dots + \frac{m_n}{\mu_n} \right) = M \sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Звідси, враховуючи рівняння (2.13), отримаємо

$$\mu = \frac{M}{a} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}}. \quad (2.20)$$

Ця формула слугує для обчислення середньої молекулярної маси суміші за масовими частками газів.

Газову сталу суміші R можна визначити через газові сталі окремих компонентів $R = \sum_1^n m_i R_i$.

Газова стала суміші R простіше всього визначається з рівняння

$$R = \sum_1^n m_i R_i = \frac{8314}{\mu} \text{ Дж/(кг·К)}, \quad (2.21)$$

де μ - маса кіломолю суміші, яка чисельно дорівнює її середній молекулярній масі.

Співвідношення між масовими і мольними (об'ємними) частками компонентів суміші можна отримати наступним способом:

$$m_i = M_i/M = \mu_i a_i / (\mu a) = (\mu_i/\mu) r_i = (R/R_i) r_i \quad (2.22)$$

або з урахуванням рівняння (2.17)

$$m_i = \mu_i r_i / (\sum \mu_i r_i). \quad (2.23)$$

Рівняння стану M кг суміші має вигляд

$$pV = MRT$$

Одержані вище співвідношення наведені в табл. 2.1.

2.3. Масова, об'ємна та молярна теплоємності

Поняття теплоємності вводиться з метою розв'язання теплових задач. В самому загальному вигляді *теплоємність* визначається як кількість тепла, яку необхідно передати системі для того, щоб її температура збільшилася на один градус. Розглядаються питомі масова, мольна і об'ємна теплоємність.



Таблиця 2.1

Формули для розрахунку газових сумішей

Величина, що визначається, її позначення	Визначення за відомими частками	
	Масовими	Об'ємними
1	2	2
Масова частка, m_i		$m_i = \mu r_i / [\sum (\mu_i r_i)]$
Об'ємна частка, r_i	$r_i = (m_i / \mu_i) / [\sum (m_i / \mu_i)]$	
Середня уявна молекулярна маса суміші, μ	$\mu = \frac{M}{a} = \frac{1}{\sum \frac{m_i}{\mu_i}}$	$\mu = \sum_1^n (r_i \mu_i)$
Густина суміші, ρ ; Питомий об'єм суміші, v	$\rho = 1 / [\sum (m_i / \rho_i)]$; $v = 1 / \rho$	$\rho = \sum (r_i \rho_i)$; $v = 1 / \rho$
Парціальний тиск, p_i	$p_i = m_i (R_i / R) p$	$p_i = r_i p$
Газова стала суміші, R	$R = \sum (m_i R_i)$	$R = \frac{8314}{\sum_1^n (r_i \mu_i)} = \frac{8314}{\mu}$

n – кількість компонентів суміші.

Масова теплоємність – це кількість тепла, яке необхідно для підвищення температури 1 кг тіла на 1 градус, тобто це теплоємність, яка віднесена до 1 кг тіла. Відповідно **молярна** теплоємність - теплоємність, яка віднесена до одного кіломоля, а **об'ємна** – до 1 м³ тіла. В зв'язку з тим, що в 1 м³ при різних тисках і температурах вміщується різна кількість речовини, об'ємну теплоємність відносять до такої кількості речовини, яка вміщується в 1 м³ при нормальних умовах [температурі 273,15 К (0°C) і тиску 101,325 кПа (760 мм рт. ст.)]. Ця кількість речовини раніш називалася нормальним м³ (нм³).

2.4. Істинна та середня теплоємність

Теплоємність поділяється на *середню* та *істинну*.

Середня теплоємність визначається співвідношенням



$$C_{xm} = \frac{\Delta Q}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta Q}{\Delta t}, \quad \frac{\text{кДж}}{\text{град}} \quad (2.24)$$

і являє собою кількість тепла, яку необхідно передати системі в температурному інтервалі „ $t_1...t_2$ ” для того, щоб її температура змінилася на один градус. Індекс x – вказує на те, що теплоємність розглядається в процесі, в якому деякий параметр тіла x залишається незмінним. Індекс x означає, при яких умовах змінювалась температура тіла. Якщо замість x стоїть p , то це відбувалось при постійному тиску – ізобарна теплоємність, а якщо v , то при постійному об’ємі – ізохорна теплоємність.

Істинна теплоємність являє собою граничне значення середньої теплоємності, коли інтервал $\Delta t = t_2 - t_1$ прямує до нуля, тобто

$$C_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{dQ}{dt}, \quad \frac{\text{кДж}}{\text{град}}, \quad (2.25)$$

Відмінність середньої теплоємності від істинної полягає в тому, що перша визначається для деякого температурного інтервалу, а друга – для конкретної точки температурного інтервалу.

Теплоємність є величина екстенсивна. Тому, щоб мати можливість порівнювати теплоємності різних систем, вводять в розгляд питому масову, мольну і об’ємну теплоємності.

Істинні питомі теплоємності:

- масова $c_x = C_x/M$, $\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$;

- молярна $\mu c_x = C_x/(M/\mu) = \mu C_x/M$ $\text{кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{град})$;

де M/μ - кількість кіломолей, що складає систему.

- об’ємна $c_x' = C_x/V = C_x/(Mv) = C_x \mu / (Mv_\mu) = \mu c_x / v_\mu$, $\text{кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{град})$;

тут враховано, що молярний об’єм $V_\mu = v\mu$, $\text{м}^3/\text{кмоль}$.

Середні питомі теплоємності:

- масова $c_{xm} = C_{xm}/M$, $\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$;

- малярна $\mu c_{xm} = C_{xm} \cdot \mu / M$, $\text{кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{град})$;

- об’ємна $c_{xm}' = C_{xm}/V = \mu \cdot c_{xm} / v_\mu$, $\text{кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{град})$;

Розрахунок кількості тепла визначається на основі формули (2.25)

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} C_x dt, \quad (2.26)$$



Якщо теплота підводиться до системи, то вона приймається за додатну величину, якщо відводиться, то – за від’ємну. В загальному випадку теплоємність залежить від температури і тиску. Разом з тим, залежність теплоємності від тиску проявляється набагато слабше, ніж від температури. Тому при розрахунку тепла беруться до уваги, в основному, такі три часткові випадки: теплоємність не залежить від температури, тобто є постійною величиною; теплоємність є лінійною функцією температури; теплоємність – нелінійна функція температури.

Для першого випадку, коли $C_{xm} = const$, у відповідності з формулою (2.26), маємо

$$Q = C_{xm}(t_2 - t_1). \quad (2.27)$$

В кінетичній теорії матерії лінійна залежність теплоємності від температури для газу, переважно двоатомного, достатньо точно описуються співвідношенням

$$C_{xm} = a + bt. \quad (2.28)$$

Розв’язання інтегралу (2.26), з врахуванням виразу (2.28), дає

$$Q = a(t_2 - t_1) + (b/2) \cdot (t_2^2 - t_1^2). \quad (2.29)$$

В результаті ділення даного співвідношення на величину $t_2 - t_1$ отримується формула середньої теплоємності для випадку її лінійної залежності від температури

$$C_{xm|t_1}^{t_2} = Q / (t_2 - t_1) = a + (b/2) \cdot (t_2 + t_1). \quad (2.30)$$

Постійні a і b визначаються експериментально для кожного газу, і, за формулою (2.30), записуються в таблиці за видом газу і температурним інтервалом. Теплота в цьому випадку розраховується за залежністю

$$Q = C_{xm|t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1). \quad (2.31)$$

В кінетичній теорії матерії нелінійна залежність теплоємності від температури для газу, переважно триатомного, визначається співвідношенням

$$C_{xm|t_1}^{t_2} = a + bt + dt^2. \quad (2.32)$$

Але на практиці, при теплових розрахунках в даному випадку, як і в попередньому, надають перевагу не розв’язанню інтегралів, а введенню серед-

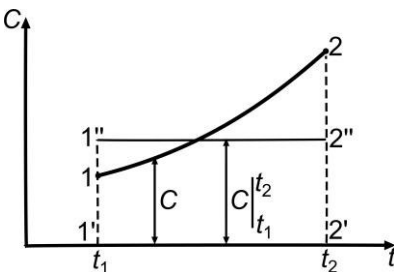


Рис. 2.1. Схема до визначення залежності між теплоємностями: істинною C_x і середньою C_{xm}



ніх теплоємностей, що значно спрощує розв'язання теплових задач.

Зміст цієї операції можна вияснити, коли розглянути схему, що наведена на рис.2.1. Лінія 1-2 графічно відображає деяку нелінійну залежність істинної теплоємності C_x від температури t . Площа під лінією 1-2 у визначеному масштабі рівна кількості тепла Q , що приймала участь в процесі

$$Q = \text{нл. } 122'1' = \int_{t_1}^{t_2} C_x dt. \quad (2.33)$$

На відрізку 1'2', що відповідає температурному інтервалу $t_1 \dots t_2$, будується прямокутник 1'1''2''2', вертикальна сторона якого приймається за середню теплоємність $C_{xm}|_{t_1}^{t_2}$. Обов'язковою умовою побудови є рівність площ прямокутника 1'1''2''2' і фігури 122'1', тобто

$$C_{xm}|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1) = \int_{t_1}^{t_2} C_x dt. \quad (2.34)$$

Звідки

$$C_{xm}|_{t_1}^{t_2} = [1/(t_2 - t_1)] \cdot \int_{t_1}^{t_2} C_x dt. \quad (2.35)$$

Формула (2.35) встановлює співвідношення між істинною і середньою теплоємностями. Експериментальне визначення теплоємностей проводять для інтервалів 0, 100, 200, 300, ... градусів Цельсія і зводяться в таблиці для кожного виду газу, що приймав участь в експериментах. Теплоємності, що відповідають проміжним температурам, визначаються інтерполяцією.

При розв'язанні теплових задач, з врахуванням середніх теплоємностей, формула (2.26) приймає такий вигляд

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} C_x dt = \int_0^{t_2} C_x dt - \int_0^{t_1} C_x dt. \quad (2.36)$$

Із співвідношення (2.33) отримуємо

$$\text{при } t_1 = 0, \int_0^{t_2} C_x dt = C_{xm}|_0^{t_2} \cdot t_2 \quad \text{і} \quad \text{при } t_2 = 0 \quad \int_0^{t_1} C_x dt = C_{xm}|_0^{t_1} \cdot t_1 \quad (2.37)$$

В результаті співвідношення (2.36) зведеться до вигляду

$$Q = C_{xm}|_0^{t_2} \cdot t_2 - C_{xm}|_0^{t_1} \cdot t_1. \quad (2.38)$$

Теплоємності $C_{xm}|_0^{t_2}$ і $C_{xm}|_0^{t_1}$ визначаються з відповідних таблиць, додаток А.

Із співставлення залежностей (2.33), (2.34) і (2.38) випливає



$$C_{xm|tl}^{t_2} \cdot (t_2 - t_l) = C_{xm|o}^{t_2} \cdot t_2 - C_{xm|o}^{t_l} \cdot t_l. \quad (2.39)$$

$$\text{і} \quad C_{xm|tl}^{t_2} = [1/(t_2 - t_l)] \cdot (C_{xm|o}^{t_2} \cdot t_2 - C_{xm|o}^{t_l} \cdot t_l). \quad (2.40)$$

Значення середньої теплоємності в температурному інтервалі „ $t_2 \dots t_l$ ” розраховується за формулою (2.40). При цьому кількість тепла визначається за залежністю

$$Q = C_{xm|tl}^{t_2} \cdot (t_2 - t_l). \quad (2.41)$$

Викладена вище методика розрахунку враховує істинні і середні теплоємності. Аналогічно виконується розрахунок і з врахуванням питомих теплоємностей, як істинних так і середніх. Відмінність полягає в тому, що результатом розрахунку є не абсолютна, а питома кількість тепла, наприклад, питома масова кількість тепла $q = Q/m$, кДж/кг і ін.

2.5. Теплоємність при постійному об'ємі та тиску

Значний інтерес в технічній термодинаміці становлять теплоємності визначені в процесах, що проходять в умовах постійного об'єму C_V і постійного тиску C_p . Щоб з'ясувати фізичний зміст таких величин, розглянемо функціональні залежності $U = U(T, V)$; $H = H(T, P)$. У відповідності з функціональними залежностями, повні прирости внутрішньої енергії dU і ентальпії dH , дорівнюють

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT, \quad (2.42)$$

$$dU = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT. \quad (2.43)$$

Тут враховано, що при $V = \text{const}$ приріст $dV=0$ і при $p = \text{const}$ приріст $dp=0$. Похідна $(\partial U/\partial T)_V$ приймається за теплоємність при постійному об'ємі C_V , тобто

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V. \quad (2.44)$$

і визначається як приріст внутрішньої енергії системи при збільшенні її температури на один градус. Похідна $(\partial H/\partial T)_p$ приймається за теплоємність при постійному тиску C_p , тобто

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \quad (2.45)$$



і визначається як приріст ентальпії системи при збільшенні її температури на один градус.

Між мольними теплоємностями при постійному тиску і постійному об'ємі існує наступна залежність

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R \approx 8314 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}. \quad (2.46)$$

Для наближених розрахунків при невисоких температурах можна приймати наступні значення мольних теплоємностей, табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Наближені значення мольних теплоємностей

Гази	Теплоємність в кДж/(кмоль · К)	
	μc_v	μc_p
Одноатомні	12,56	20,93
Двоатомні	20,93	29,31
Трьох- і багатоатомні	29,31	37,68

Зв'язок між масовими, об'ємними і мольними теплоємностями встановлюється такими залежностями

$$c = \mu c / \mu; \quad c' = \mu c / 22,4. \quad (2.47)$$

В технічній термодинаміці велике значення мають відношення теплоємностей при постійному тиску і постійному об'ємі, яке позначається буквою k :

$$k = \mu c_p / \mu c_v = c_p / c_v. \quad (2.48)$$

Якщо прийняти теплоємність величиною постійною, то на основі табл. 2.2 отримаємо: для одноатомних газів $k = 1,67$; для двоатомних газів $k = 1,4$; для трьох- і багатоатомних газів $k = 1,29$.

Часто в теплотехнічних розрахунках нелінійну залежність теплоємності від температури замінюють близькою до неї лінійною залежністю. В такому випадку істина теплоємність

$$c = a + bt, \quad (2.49)$$

а середня теплоємність при зміні температури від t_1 до t_2

$$c_m = a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2), \quad (2.50)$$

де a і b - постійні для даного газу.

Для середньої теплоємності в межах $0^\circ - t$ ця формула приймає вигляд

$$c_m = a + \frac{b}{2}t, \quad (2.51)$$



В таблиці 2.3 наведені інтерполяційні формули для істинних і середніх теплоємностей при постійному тиску, а в таблиці 2.4 – для середніх масових і об’ємних теплоємностей при постійному об’ємі.

Таблиці 2.3

Інтерполяційні формули для істинних і середніх мольних теплоємностей газів

Газ	Мольна теплоємність при $p=const$ в кДж/(кмоль·К)	
	істинна	середня
В межах 0 - 1000°C		
O ₂	$\mu_{c_p}=29,5802+0,0069706t$	$\mu_{c_{pm}}=29,2080+0,0040717t$
N ₂	$\mu_{c_p}=28,5372+0,0053905t$	$\mu_{c_{pm}}=28,7340+0,0023488t$
CO	$\mu_{c_p}=28,7395+0,0058862t$	$\mu_{c_{pm}}=28,8563+0,0026808t$
Повітря	$\mu_{c_p}=28,7558+0,0057208t$	$\mu_{c_{pm}}=28,8270+0,0027080t$
H ₂ O	$\mu_{c_p}=32,8367+0,0116611t$	$\mu_{c_{pm}}=33,1494+0,0052749t$
SO ₂	$\mu_{c_p}=42,8728+0,0132043t$	$\mu_{c_{pm}}=40,4386+0,0099562t$
В межах 0 - 1500°C		
H ₂	$\mu_{c_p}=28,3446+0,0031518t$	$\mu_{c_{pm}}=28,7210+0,0012008t$
CO ₂	$\mu_{c_p}=41,3597+0,00144985t$	$\mu_{c_{pm}}=38,3955+0,0105838t$
В межах 1000 - 2700°C		
O ₂	$\mu_{c_p}=33,8603+0,021951t$	$\mu_{c_{pm}}=31,5731+0,0017572t$
N ₂	$\mu_{c_p}=32,7466+0,0016517t$	$\mu_{c_{pm}}=29,7815+0,0016835t$
CO	$\mu_{c_p}=33,6991+0,0013406t$	$\mu_{c_{pm}}=30,4242+0,0015579t$
Повітря	$\mu_{c_p}=32,9564+0,0017806t$	$\mu_{c_{pm}}=30,1533+0,0016973t$
H ₂ O	$\mu_{c_p}=40,2393+0,0059854t$	$\mu_{c_{pm}}=34,5118+0,0045979t$
В межах 1500 - 3000°C		
H ₂	$\mu_{c_p}=31,0079+0,0020243t$	$\mu_{c_{pm}}=28,6344+0,0014821t$
CO ₂	$\mu_{c_p}=56,8768+0,0021738t$	$\mu_{c_{pm}}=48,4534+0,0030032t$

Таблиці 2.4

Інтерполяційні формули для середніх масових і об’ємних теплоємностей газів

Газ	Теплоємність в кДж/(кг·К)	
	масова	об’ємна
В межах 0 - 1000°C		
O ₂	$c_{pm}=0,9127+0,00012724t$ $c_{vm}=0,6527+0,00012724t$	$c_{pm}'=1,3046+0,00018183t$ $c_{vm}'=0,9337+0,00018183t$
N ₂	$c_{pm}=1,0258+0,00008382t$ $c_{vm}=0,7289+0,00008382t$	$c_{pm}'=1,2833+0,00010492t$ $c_{vm}'=0,9123+0,00010492t$

CO	$c_{pm}=1,0304+0,00009575t$ $c_{vmt}=0,7335+0,00009575t$	$c_{pm}'=1,2883+0,00011966t$ $c_{vmt}'=0,9173+0,00011966t$
Повітря	$c_{pm}=0,9952+0,00009349t$ $c_{vmt}=0,7084+0,00009349t$	$c_{pm}'=1,2870+0,00012091t$ $c_{vmt}'=0,9161+0,00012091t$
H ₂ O	$c_{pm}=1,8401+0,00029278t$ $c_{vmt}=1,3783+0,00029278t$	$c_{pm}'=1,4800+0,00023551t$ $c_{vmt}'=1,1091+0,00023551t$
SO ₂	$c_{pm}=0,6314+0,00015541t$ $c_{vmt}=0,5016+0,00015541t$	$c_{pm}'=1,8472+0,00004547t$ $c_{vmt}'=1,4763+0,00004547t$
В межах 0 - 1500°C		
H ₂	$c_{pm}=14,2494+0,00059574t$ $c_{vmt}=10,1241+0,00059574t$	$c_{pm}'=1,2803+0,00005355t$ $c_{vmt}'=0,9094+0,00005355t$
CO ₂	$c_{pm}=0,8725+0,00024053t$ $c_{vmt}=0,6837+0,00024053t$	$c_{pm}'=1,7250+0,00004756t$ $c_{vmt}'=1,3540+0,00004756t$

Необхідно мати на увазі, що зміни внутрішньої енергії і ентальпії будь-якого термодинамічного процесу, відповідно, дорівнюють

$$dU = C_v dt, \quad (2.52)$$

$$dH = C_p dt, \quad (2.53)$$

На рис. 2.2 приведена класифікація теплоємностей.

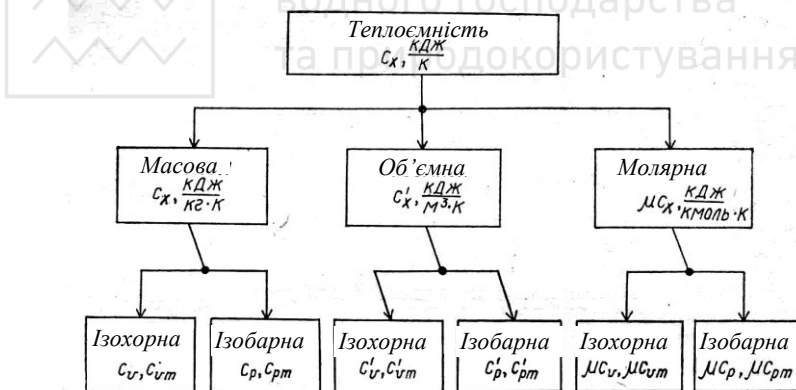


Рис. 2.2. Класифікація теплоємностей

Використання таблиць для розрахунку теплоємностей

Для розв'язання задач, в яких вважають залежність теплоємності від температури нелінійною, використовується інтерполяційна формула Ейткіна, у відповідності з якою

$$c_{x|_0}^t = [1/(t_2 - t_1)] \cdot [c_2(t_2 - t) - c_1(t_1 - t)], \quad (2.54)$$



де t – температура задана за умовою задачі; $c_{x|_0}^t$ – відповідна їй теплоємність; t_1 ; t_2 – температури, що межують в таблиці з температурою t ; c_1 ; c_2 – відповідні цим температурам теплоємності.

Теплоємність газової суміші визначають як середню величину: масову теплоємність обчислюють за масовим складом суміші, а об'ємну і мольну – за об'ємним:

$$c = \sum_1^n m_i c_i; \quad c' = \sum_1^n r_i c_i'; \quad c\mu = \sum_1^n r_i \mu c_i. \quad (2.55)$$

За аналогічними співвідношеннями можна обчислювати і калориметричні характеристики стану газових сумішей (h , u , s).

Приклади роз'язання задач

Задача 2.1.

Порівняти газові сталі і тиск двох сумішей при однакових об'ємах і температурах, якщо об'ємні складові і маси такі:

1) $r_{CO_2} = 0,15$; $r_{O_2} = 0,15$; $r_{N_2} = 0,7$; $m_1 = 20$ кг;

2) $r_{CO_2} = 0,1$; $r_{O_2} = 0,1$; $r_{N_2} = 0,7$; $r_{CO} = 0,1$; $m_2 = 40$ кг;

Дано: $V_1 = V_2$; $T_1 = T_2$;

1) $r_{CO_2} = 0,15$; 2) $r_{CO_2} = 0,1$

$r_{O_2} = 0,15$ $r_{O_2} = 0,1$

$r_{N_2} = 0,7$ $r_{N_2} = 0,7$

$r_{CO} = 0,1$

$m_1 = 20$ кг; $m_2 = 40$ кг

R_1 , R_2 , p_1 , p_2 - ?

Розв'язання

1. Розрахуємо молекулярні маси сумішей за формулою (2.16)

$$\mu = \mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \dots + \mu_n r_n;$$

$$\mu_1 = 44 \cdot 0,15 + 32 \cdot 0,15 + 28 \cdot 0,7 = 31 \text{ кг/кмоль};$$

$$\mu_2 = 44 \cdot 0,1 + 32 \cdot 0,1 + 28 \cdot 0,7 + 28 \cdot 0,1 =$$

$$= 30 \text{ кг/кмоль};$$

2. Газові сталі:

$$R_1 = 8314/\mu_1 = 8314/31 = 268,19 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}.$$

$$R_2 = 8314/\mu_2 = 8314/30 = 277,13 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}.$$

3. Для порівняння тисків сумішей запишемо рівняння стану сумішей ідеальних газів:

$$p_1 V_1 = m_1 R_1 T_1; \quad p_2 V_2 = m_2 R_2 T_2;$$

Оскільки $V_1 = V_2$; $T_1 = T_2$; то, поділивши перше рівняння на друге, отримаємо: $p_1/p_2 = m_1 R_1 / m_2 R_2$.

$$\text{Тоді } p_1/p_2 = 20 \cdot 268,19 / (40 \cdot 277,13) = 0,484.$$

Відповідь: $p_1 = 0,484 p_2$.

Задача 2.2.

Атмосферне повітря має наближено такий масовий склад:

$m_{O_2} = 23,2\%$; $m_{N_2} = 76,8\%$; Визначити об'ємний склад повітря, його газову постійну, уявну молярну масу і парціальні тиски кисню і азоту, якщо тиск повітря за барометром $p = p_{\text{до}} = 101325$ Па.



Дано:

$$m_{O_2}=0,232;$$

$$m_{N_2}=0,768;$$

$$\mu_{O_2}=32; \mu_{N_2}=28,02;$$

$$p = p_{\text{до}} = 101325 \text{ Па.}$$

$$r_i, R, \mu, p_i - ?$$

Розв'язання

1. За рівнянням $r_i = (m_i/\mu_i)/[\Sigma(m_i/\mu_i)]$ знаходимо об'ємні частки:

$$\begin{aligned} \Sigma(m_i/\mu_i) &= (m_{O_2}/\mu_{O_2}) + (m_{N_2}/\mu_{N_2}) = \\ &= (0,232/32) + (0,768/28,02) = 0,0346. \end{aligned}$$

$$r_{O_2} = \frac{m_{O_2}/\mu_{O_2}}{\Sigma(m_i/\mu_i)} = \frac{0,232/32}{0,0346} = 0,209.$$

$$r_{H_2} = \frac{m_{H_2}/\mu_{H_2}}{\Sigma(m_i/\mu_i)} = \frac{0,768/28,02}{0,0346} = 0,791.$$

1. Газову сталу повітря знаходимо за рівнянням

$$R = \sum_1^n m_i R_i = m_{O_2} \cdot (8314/\mu_{O_2}) + m_{N_2} \cdot (8314/\mu_{N_2}) =$$

$$= 0,232(8314/32) + 0,768(8314/28,02) = 288 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Уявну молекулярну масу суміші визначаємо з рівняння (2.17)

$$\mu = \sum_1^n \mu_i r_i = \mu_{O_2} r_{O_2} + \mu_{N_2} r_{H_2} = 32 \cdot 0,209 + 28,02 \cdot 0,791 = 28,85 \text{ кг/кмоль}$$

або з рівняння $R = 8314/\mu$, отримаємо

$$\mu = 8314/R = 8314/288 = 27,87 \text{ кг/кмоль.}$$

Парціальні тиски отримаємо з рівняння (2.29) $p_i = p(V_i/V) = p r_i$:

$$p_{O_2} = 101325 \cdot 0,209 = 20968 \text{ Па; } p_{N_2} = 101325 \cdot 0,791 = 80148 \text{ Па.}$$

Відповідь: $r_{O_2} = 0,209$; $r_{H_2} = 0,791$; $R = 288 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\mu = 28,85 \text{ кг}$;

$$p_{O_2} = 20968 \text{ Па; } p_{N_2} = 80148 \text{ Па.}$$

Задача 2.3.

Визначити газову сталу, уявну молярну масу, парціальні тиски і склад за об'ємом доменного газу, який складається (за масою) з кисню $O_2 - 0,9 \%$; окису вуглецю $CO - 23,2 \%$; азоту $N_2 - 54,9 \%$; вуглекислого газу $CO_2 - 19,8 \%$; водню $H_2 - 0,01 \%$; метану $CH_4 - 1,19 \%$. Молекулярні маси компонентів суміші газів: $\mu_{O_2}=32$; $\mu_{CO}=28$; $\mu_{N_2}=28,02$; $\mu_{CO_2}=44$; $\mu_{H_2}=2,016$; $\mu_{CH_4}=16$.

Дано:

$$m_{O_2}=0,009; m_{CO}=0,232;$$

$$m_{N_2}=0,549; m_{CO_2}=0,198$$

$$m_{H_2}=0,0001;$$

$$m_{CH_4}=0,0119;$$

$$\mu_{O_2}=32; \mu_{CO}=28;$$

$$\mu_{N_2}=28,02; \mu_{CO_2}=44;$$

$$\mu_{H_2}=2,016; \mu_{CH_4}=16.$$

Розв'язання

1. Газова стала доменного газу

$$R = \sum_1^n m_i R_i = 8314 \sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}.$$

$$R = 8314 \left(\frac{0,009}{32} + \frac{0,232}{28} + \frac{0,549}{28,02} + \frac{0,198}{44} + \right.$$



$R, \mu, r_i, p_i - ?$

$$+ \frac{0,0001}{2,016} + \frac{0,0119}{16} = 278,13 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

2. Уявна молекулярна маса доменного газу

$$\mu = 8314/R = 8314/278,13 = 29,89 \text{ кг}.$$

3. Об'ємні частки суміші визначаємо з рівняння (2.22) $r_i = m_i(\mu/\mu_i)$:

$$r_{O_2} = 0,009(29,89/32) = 0,0084; \quad r_{CO} = 0,232(29,89/28) = 0,248;$$

$$r_{N_2} = 0,549(29,89/28,02) = 0,586; \quad r_{CO_2} = 0,198(29,89/44) = 0,134;$$

$$r_{H_2} = 0,0001(29,89/2,016) = 0,00148; \quad r_{CH_4} = 0,0119(29,89/16) = 0,0222;$$

4. Парціальні тиски з рівняння (2.29) $p_i = p(V_i/V) = pr_i$ при нормальних умовах, тобто при тиску суміші 760 мм рт.ст. = 101325 Па.

$$p_{O_2} = 101325 \cdot 0,0084 = 851 \text{ Па}; \quad p_{CO} = 101325 \cdot 0,248 = 25129 \text{ Па};$$

$$p_{N_2} = 101325 \cdot 0,586 = 59376 \text{ Па}; \quad p_{CO_2} = 101325 \cdot 0,134 = 13577 \text{ Па};$$

$$p_{H_2} = 101325 \cdot 0,00148 = 150 \text{ Па}; \quad p_{CH_4} = 101325 \cdot 0,0222 = 2249 \text{ Па};$$

Відповідь: $R = 278,13 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\mu = 29,89 \text{ кг}$.

Задача 2.4.

Суміш газів складається з водню і окису вуглецю. Масова частка водню $m_{H_2} = 0,77\%$. Знайти газову сталу і питомий об'єм суміші при нормальних умовах.

Дано:

$$m_{H_2} = 0,0077; \quad m_{CO}$$

$$= 0,9923;$$

$$\mu_{CO} = 28; \quad \mu_{H_2} = 2,016;$$

$R, v - ?$

Розв'язання

1. Газова стала суміші

$$R = \sum_1^n m_i R_i = 8314 \sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}.$$

$$R = 8314 \left(\frac{0,0077}{2,016} + \frac{0,9923}{28} \right) = 326,3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

2. Питомий об'єм газової суміші отримаємо з характеристичного рівняння $v = \frac{RT}{p} = \frac{326,3 \cdot 273}{101325} = 0,879 \text{ м}^3/\text{кг}.$

Відповідь: $R = 326,3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $v = 0,879 \text{ м}^3/\text{кг}.$

Задача 2.5.

Трубопроводом проходить $10 \text{ м}^3/\text{с}$ кисню при температурі $t = 127^\circ\text{C}$ і тиску $p = 0,5 \text{ МПа}$. Визначити масову витрату газу і діаметр трубопроводу, якщо швидкість течії газу $w = 15 \text{ м/с}$.

Дано:

$$\mu_{O_2} = 32 \text{ кг/кмоль};$$

$$t = 127^\circ\text{C} \quad (T = 400 \text{ К});$$

$$p = 0,5 \text{ МПа};$$

$$V_\tau = 10 \text{ м}^3/\text{с};$$

$$w = 15 \text{ м/с}.$$

$m_\tau, d - ?$

Розв'язання

1. Газова стала кисню

$$R = 8314/\mu_{O_2} = 8314/32 = 259,8 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

2. Знайдемо масову витрату кисню, використовуючи рівняння стану

$$m_\tau = pV_\tau/(RT) = 0,5 \cdot 10^6 / (259,8 \cdot 400) = 48,1 \text{ кг/с}.$$

Визначимо діаметр трубопроводу:



$$f = \frac{\pi d^2}{4}; f = \frac{V_\tau}{w}; \text{ тоді } \frac{\pi d^2}{4} = \frac{V_\tau}{w} \text{ або } d^2 = \frac{4V_\tau}{\pi w}; \text{ звідси}$$

$$d = \sqrt{(4V_\tau)/(\pi w)} = \sqrt{(4 \cdot 10)/(3,14 \cdot 15)} = 0,921 \text{ м} = 921 \text{ мм}.$$

Відповідь: $m_\tau = 48,1 \text{ кг/с}; d = 921 \text{ мм}.$

Задача 2.6.

В продуктах згоряння вміщується за об'ємом $\text{CO}_2 = 13,2\%$; $\text{O}_2 = 8,1\%$; $\text{CO} = 0,4\%$; $\text{N} = 78,3\%$. Визначити масовий склад продуктів згоряння, середню молекулярну масу, густину суміші і газову сталу:

Дано:

$$r_{\text{CO}_2} = 0,132;$$

$$r_{\text{O}_2} = 0,081;$$

$$r_{\text{CO}} = 0,004; r_{\text{N}_2} = 0,783;$$

$$\mu_{\text{CO}_2} = 44; \mu_{\text{O}_2} = 32;$$

$$\mu_{\text{CO}} = 28; \mu_{\text{N}_2} = 28,02;$$

$$m_b, \mu, \rho, R - ?$$

Розв'язання

1. Середню молекулярну масу знайдемо за формулою (2.17)

$$\mu = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i = 44 \cdot 0,132 + 32 \cdot 0,081 + 28 \cdot 0,004 + 28,02 \cdot 0,783 = 30,45.$$

2. Густина суміші згідно закону Авогадро

$$\rho = \mu / 22,4 = 30,45 / 22,4 = 1,36 \text{ кг/м}^3.$$

3. Визначаємо масовий склад продуктів згоряння зі співвідношення (2.23) і (2.17) $m_i = \mu_i r_i / (\sum \mu_i r_i) = \mu_i r_i / \mu$:

$$m_{\text{CO}_2} = 44 \cdot 0,132 / 30,45 = 0,191; m_{\text{O}_2} = 32 \cdot 0,081 / 30,45 = 0,0851;$$

$$m_{\text{CO}} = 28 \cdot 0,004 / 30,45 = 0,00368; m_{\text{N}_2} = 28,02 \cdot 0,783 / 30,45 = 0,72022.$$

4. Газова постійна для суміші за формулою

$$R = 8314 / \mu = 8314 / 30,45 = 273 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Відповідь: $\mu = 30,45; \rho = 1,36 \text{ кг/м}^3; m_{\text{CO}_2} = 0,191; m_{\text{O}_2} = 0,0851;$

$m_{\text{CO}} = 0,00368; m_{\text{N}_2} = 0,72022; R = 273 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$

Задача 2.7.

До якого тиску необхідно довести 10 кг газової суміші наступного складу: $\text{CO}_2 = 19,5\%$; $\text{O}_2 = 10\%$; $\text{N}_2 = 70,5\%$, щоб при температурі 360 К вона займала об'єм 3 м³ (газова суміш задана об'ємними частками).

Дано:

$$M = 10 \text{ кг}$$

$$r_{\text{CO}_2} = 0,195; r_{\text{O}_2} = 0,10;$$

$$r_{\text{N}_2} = 0,703;$$

$$\mu_{\text{CO}_2} = 44; \mu_{\text{O}_2} = 32;$$

$$\mu_{\text{N}_2} = 28,02;$$

$$t = 360 \text{ К}$$

$$V = 3 \text{ м}^3$$

$$p - ?$$

Розв'язання

1. Середню молекулярну масу знайдемо за формулою (2.17)

$$\mu = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i = 44 \cdot 0,195 + 32 \cdot 0,1 + 28,02 \cdot 0,703 = 31,48.$$

2. Газова стала суміші за формулою

$$R = 8314 / \mu = 8314 / 31,48 = 264,1 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

3. Необхідний тиск знаходимо з рівняння стану

$$p = MRT/V = 10 \cdot 264,1 \cdot 360 / 3 = 316920 \text{ Па} = 316,92 \text{ кПа}.$$

Відповідь: $p = 316,92 \text{ кПа}.$

**Задача 2.8.**

Користуючись даними молекулярно-кінетичної теорії, визначити масові і об'ємні теплоємності повітря, вважаючи, що повітря має властивості двоатомних газів і $\mu = 29$ кг/кмоль.

Дано:

$$\mu = 29 \text{ кг/кмоль}$$

$$c_v, c_p, c'_{vн.у}, c'_{рн.у} - ?$$

Розв'язання

1. Згідно таблиці 2.2 і формул (2.47) масові і об'ємні теплоємності повітря

$$c_v = \mu c_v / \mu = 20,93/29 = 0,722 \text{ кДж/(кг·К)};$$

$$c_p = \mu c_p / \mu = 29,31/29 = 1,01 \text{ кДж/(кг·К)};$$

$$c'_{vн.у} = \mu c_v / 22,4 = 20,93/22,4 = 0,934 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)};$$

$$c'_{рн.у} = \mu c_p / 22,4 = 29,31/22,4 = 1,308 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}.$$

Відповідь: $c_v = 0,722 \text{ кДж/(кг·К)}$; $c_p = 1,01 \text{ кДж/(кг·К)}$;

$$c'_{vн.у} = 0,934 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}; c'_{рн.у} = 1,308 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}.$$

Задача 2.9.

Повітря у об'ємі $V = 8 \text{ м}^3$ нагрівають при постійному тиску $p_{нао} = 5$ бар від $t_1 = 20^\circ\text{C}$ до $t_2 = 140^\circ\text{C}$. Знайти кількість підведеного тепла, вважаючи $c = \text{const}$ і $\mu = 29$ кг/кмоль.

Дано:

$$V = 8 \text{ м}^3;$$

$$p_{нао} = 5 \text{ бар};$$

$$t_1 = 20^\circ\text{C};$$

$$t_2 = 140^\circ\text{C};$$

$$\mu = 29 \text{ кг/кмоль}$$

$$Q_p - ?$$

Розв'язання

1. Масу газу знаходимо з рівняння стану

$$M = pV/RT = \frac{(5+1) \cdot 10^5 \cdot 8 \cdot 29}{8314 \cdot 293} = 57,14 \text{ кг}.$$

2. Згідно таблиці 2.2 і формул (2.47) масова теплоємність повітря

$$c_p = \mu c_p / \mu = 29,31/29 = 1,01 \text{ кДж/(кг·К)};$$

3. Кількість підведеного тепла находимо за формулою (2.27)

$$Q_p = C_{pm}(t_2 - t_1) = M c_p(t_2 - t_1) = 57,14 \cdot 1,01 \cdot (140 - 20) = 6925 \text{ кДж}.$$

Відповідь: $Q_p = 6925 \text{ кДж}$.

Задача 2.10.

Визначити середню масову теплоємність повітря між 0 і 1000°C при $p = \text{const}$. Визначити густину повітря в нормальних умовах.

Дано:

$$t_1 = 0^\circ\text{C};$$

$$t_2 = 1000^\circ\text{C};$$

$$\mu_{нов} = 29 \text{ кг/кмоль}$$

$$c_{pm} - ?$$

Розв'язання

1. Згідно таблиці 2.2 і формул (2.47) середня масова теплоємність повітря

$$c_{pm} = \mu c_{pm} / \mu = 31,598/29 = 1,089 \text{ кДж/(кг·К)};$$

2. Густина повітря в нормальних умовах знаходимо за формулою $\rho_{нов} = \mu_{нов}/22,4 = 29/22,4 = 1,295 \text{ кг/м}^3$.

Відповідь: $c_{pm} = 1,089 \text{ кДж/(кг·К)}$; $\rho_{нов} = 1,295 \text{ кг/м}^3$.

**Задача 2.11.**

15 м³ азоту, які взяті при нормальних умовах, охолоджуються від 300 до 100°C. Знайти відняту кількість тепла, якщо процес охолодження відбувається при постійному тиску. Прийняти нелінійну залежність $c = f(t)$.

Дано:

$$V = 15 \text{ м}^3$$

$$t_1 = 300^\circ\text{C};$$

$$t_2 = 100^\circ\text{C};$$

$$\mu = 28,016 \text{ кг/кмоль};$$

$$p = \text{const}$$

$$Q_p = ?$$

$$c_{pm}|_0^{t_2} = \mu c_{pm}/22,4 = 29,051/22,4 = 1,295 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{K)};$$

2. Використовуючи формули (2.31) і (2.40), отримаємо

$$Q_p = V(c_{pm}|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{pm}|_0^{t_1} \cdot t_1) = 15 (1,295 \cdot 100 - 1,307 \cdot 300) = - 3939 \text{ кДж.}$$

Відповідь: $Q_p = - 3939 \text{ кДж};$

Задача 2.12.

Скільки необхідно витратити теплоти для нагрівання $M = 5 \text{ кг}$ повітря при постійному тиску від $t_1 = 100^\circ\text{C}$ до $t_2 = 400^\circ\text{C}$? Молярна маса повітря $\mu_{\text{пов}} = 29 \text{ кг/кмоль}$.

Дано:

$$M = 5 \text{ кг}$$

$$t_1 = 100^\circ\text{C};$$

$$t_2 = 400^\circ\text{C};$$

$$\mu_{\text{пов}} = 29 \text{ кг/кмоль};$$

$$p = \text{const}$$

$$Q_p = ?$$

$$c_{pm}|_0^{t_2} = \mu c_{pm}/\mu_{\text{пов}} = 29,793/29 = 1,027 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$$

2. Питома кількість теплоти для нагрівання повітря в ізобарному процесі

$$q_p = c_{pm}|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{pm}|_0^{t_1} \cdot t_1 = 1,027 \cdot 400 - 1,005 \cdot 100 = 310,3 \text{ кДж/кг.}$$

3. Кількість теплоти, яка необхідна для нагрівання 5 кг повітря при постійному тиску

$$Q_p = M q_p = 5 \cdot 310,3 = 1551,5 \text{ кДж.}$$

Відповідь: $Q_p = 1551,5 \text{ кДж.}$

Задача 2.13.

Димові гази в котлі охолоджуються від $t_1 = 1100^\circ\text{C}$ до $t_2 = 200^\circ\text{C}$. Визначити кількість тепла, яке віддає 1 м³ (при нормальних умовах) газів воді, якщо об'ємний склад газів наступний: $r_{\text{CO}_2} = 12\%$, $r_{\text{O}_2} = 6\%$, $r_{\text{H}_2\text{O}} = 8\%$, і $r_{\text{N}_2} = 74\%$. Процес передачі тепла воді здійснюється при постійному тиску.

**Дано:**

$$V = 1 \text{ м}^3;$$

$$t_1 = 1100^\circ\text{C};$$

$$t_2 = 200^\circ\text{C};$$

$$r_{\text{CO}_2} = 12\%,$$

$$r_{\text{O}_2} = 6\%,$$

$$r_{\text{H}_2\text{O}} = 8\%,$$

$$r_{\text{N}_2} = 74\%$$

$$p = \text{const}$$

$$q_p = ?$$

Розв'язання

1. Згідно таблиці 1 додатка і формул (2.47) середня об'ємна теплоємність димових газів:

- в інтервалі температур від 0 до $t_1 = 1100^\circ\text{C}$

$$c_{\text{рт сум}}|_0^{t_1} = (1/22,4) (\mu c_{\text{рт CO}_2} r_{\text{CO}_2} + \mu c_{\text{рт O}_2} r_{\text{O}_2} + \mu c_{\text{рт H}_2\text{O}} r_{\text{H}_2\text{O}} + \mu c_{\text{рт N}_2} r_{\text{N}_2}) = \\ = (1/22,4) \cdot (50,099 \cdot 0,12 + 33,386 \cdot 0,06 + 39,226 \cdot 0,08 + 31,455 \cdot 0,74) = 1,039 \text{ кДж/м}^3;$$

- в інтервалі температур від 0 до $t_2 = 200^\circ\text{C}$

$$c_{\text{рт сум}}|_0^{t_2} = (1/22,4) (\mu c_{\text{рт CO}_2} r_{\text{CO}_2} + \mu c_{\text{рт O}_2} r_{\text{O}_2} + \mu c_{\text{рт H}_2\text{O}} r_{\text{H}_2\text{O}} + \mu c_{\text{рт N}_2} r_{\text{N}_2}) = \\ = (1/22,4) \cdot (40,059 \cdot 0,12 + 29,931 \cdot 0,06 + 34,118 \cdot 0,08 + 29,132 \cdot 0,74) = \\ = 1,379 \text{ кДж/м}^3;$$

2. Кількість тепла, яке 1 м^3 газів в паровому котлі віддає воді

$$q_p = c_{\text{рт сум}}|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{\text{рт сум}}|_0^{t_1} \cdot t_1 = 1,379 \cdot 200 - 1,039 \cdot 1100 = \\ = 275,8 - 1142,9 = - 867,1 \text{ кДж/м}^3.$$

Відповідь: $q_p = - 867,1 \text{ кДж/м}^3$.

Контрольні питання.

1. Який газ прийнято вважати ідеальним?
2. В чому сутність закону Дальтона?
3. Що таке парціальний тиск і парціальний об'єм газу?
4. Який зв'язок між об'ємними і масовими частками газової суміші?
5. Як визначається газова постійна і середня молекулярна маса газової суміші?
6. Що називається теплоємністю і чи є вона функцією стану речовини?
7. Що називається питомою, масовою, об'ємною, кіломольною теплоємністю газу і який зв'язок існує між ними?
8. Від чого залежить питома теплоємність газу?
9. Яка різниця між питомими теплоємностями газу при постійному тиску і постійному об'ємі?
10. Які теплоємності більші: ізохорні чи ізобарні і чому?
11. Як визначаються істина і середня теплоємності?
12. Як визначаються питомі, об'ємні і молярні теплоємності для суміші газів?



3. ОСНОВНІ ЗАКони І ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

3.1. Основні закони ідеальних газів

Рівняння Клапейрона-Менделєєва (1.18) має такий вигляд:

$$pV = M(R_\mu/\mu) T \quad (3.1)$$

або

$$pv = (R_\mu/\mu) T. \quad (3.2)$$

З рівняння (3.2) отримують закони Гей-Люсака, Шарля і Бойля-Маріотта.

При постійних $p = \text{const}$ і $M = \text{const}$, враховуючи, що $R_\mu = \text{const}$, а μ - постійна для даної речовини, отримаємо

$$v_1/T_1 = v_o/T_o = \text{const}, \quad (3.3)$$

де v_o , T_o - питомий об'єм і температура газу при 0°C . Звідси виходить закон Гей-Люсака, який ним отримано дослідним шляхом. При постійному тиску газу відношення питомого об'єму газу до його абсолютної температури є величина стала, тобто $v/T = \text{const}$.

При постійній температурі $T = \text{const}$ добуток абсолютного тиску газу на його питомий об'єм є величина стала, тобто $pv = \text{const}$. Звідси виходить, що для будь-яких двох станів газу, які відповідають постійній температурі, справедлива рівність, яка підтверджена Бойлем і Маріоттом дослідним шляхом,

$$p_1v_1 = p_o v_o = \text{const}. \quad (3.4)$$

Як наслідок цих двох законів, може бути сформульований третій закон, який називається законом Шарля. Останній стверджує, що при постійному об'ємі $v = \text{const}$ відношення абсолютного тиску газу до його абсолютної температури є величина стала, тобто $p/T = \text{const}$. Звідси

$$p_1/T_1 = p_o/T_o = \text{const}. \quad (3.5)$$

При зміні об'єму газу без теплообміну з оточуючим середовищем (адіабатичний процес) тиск і об'єм постійної маси газу зв'язані рівнянням, яке називається рівнянням адіабати

$$p v^k = \text{const}, \quad (3.6)$$

де $k = c_p/c_v$; c_p і c_v - відповідно теплоємність газу при постійному тиску і об'ємі.

Зв'язок між термічними параметрами стану у термодинамічному процесі описується рівнянням об'єднаного газового закону



$$p_0 V_0 / T_0 = p_1 V_1 / T_1 = p_2 V_2 / T_2 = \dots p_n V_n / T_n = \text{const.} \quad (3.7)$$

3.2. Термодинамічні процеси

Політропічні процеси. Вивчення термодинамічного процесу складається з визначення: роботи, яка здійснюється в даному процесі; зміни внутрішньої енергії і кількості теплоти; а також у встановленні зв'язку між окремими величинами, що характеризують стан газу.

Термодинамічний процес, в якому теплоємність робочого тіла постійна, називається *політропічним*. Цей процес визначається залежністю

$$p v^n = \text{const},$$

де n – показник політропи.

Окремі випадки політропічного процесу: при $n = \pm\infty$ – ізохорний ($v = \text{const}$); при $n = 0$ – ізобарний ($p = \text{const}$); при $n = 1$ – ізотермічний ($t = \text{const}$); при $n = k$ – адіабатичний ($dq = 0$). Графіки основних термодинамічних процесів відповідно мають назви: ізохора, ізобара, ізотерма, адіабата і політропа.

3.3. Аналіз і зображення в p - v та T - s діаграмах основних термодинамічних процесів: ізохорного, ізобарного, ізотермічного, адіабатичного і політропічного

Для проведення аналізу використовують такі позначення питомих величин: $q = Q/M$ – теплота, $u = U/M$ – внутрішня енергія, $h = H/M$ – ентальпія, $l = L/M$ – робота; $\kappa \text{ Дж/кг}$.

Рівняння в абсолютних величинах через питомі запишеться, наприклад, у такому вигляді: рівняння першого закону термодинаміки $dQ = dU + p dV$ ділиться на масу $M = \text{const}$, в результаті отримаємо

$$dQ/M = dU/M + p dV/M \quad \text{або} \quad dq = du + p dv. \quad (3.8)$$

Ізохорний процес. Ізохорний процес протікає за умови постійного об'єму ($v = \text{const}$). Такий процес може здійснюватися при нагріванні газу, який вміщено в закриту посудину. Щоб отримати рівняння ізохорного процесу використовують рівняння стану для 1 кг ідеального газу $p v = RT$, в якому питомий об'єм v приймається за постійну величину, тобто



$$p/T = R/v = \text{const} \quad (3.9)$$

В p - v координатах графік процесу являє собою пряму лінію, яка паралельна осі Op (рис.3.1а). Процес може проходити як з підвищенням тиску (пряма 1-2), так і з його пониженням (пряма 1-2').

Записавши для крайніх точок 1, 2 рівняння стану і поділивши їх одне на друге, отримаємо залежність між параметрами ідеального газу в ізохорному процесі

$$p_1 v = RT_1; \quad p_2 v = RT_2;$$

або

$$p_2/p_1 = T_2/T_1. \quad (3.10)$$

Таким чином, в цьому процесі тиск ідеального газу прямо пропорційний його температурі (закон Шарля), тобто

$$p_2/T_2 = p_1/T_1 = \text{const}. \quad (3.10a)$$

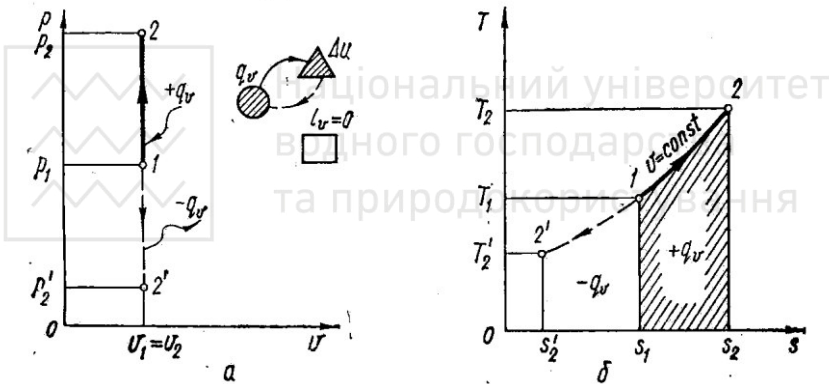


Рис. 3.1. Графіки ізохорного процесу з ідеальним газом: а) в p - v координатах; б) в T - s координатах

Оскільки в ізохорному процесі об'єм – це величина постійна, то робота зміни об'єму системи дорівнює нулю ($dv=0$). Перший закон термодинаміки (3.8) для ізохорного процесу має вигляд

$$dq = du = c_v dt, \quad (3.11)$$

тут враховано, що $v=\text{const}$, $dv=0$ і робота в даному процесі

$$l_{1-2} = \int_1^2 p dv = 0.$$

Із співвідношення (3.11) випливає, що теплота, яка підводиться до системи чи відводиться від неї, витрачається на зміну її внутрішньої енергії.



Кількість теплоти q і внутрішньої енергії u , що приймають участь у процесі, який протікає в температурному інтервалі $t_1 - t_2$, розраховується за формулою

$$q = \Delta u = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt. \quad (3.12)$$

Для випадку, коли $c_v = \text{const}$

$$q = \Delta u = c_v(t_2 - t_1). \quad (3.13)$$

Для випадку, коли c_v - лінійна чи нелінійна функція температури, розрахунок виконується за середньою теплоємністю

$$q = \Delta u = c_{vm} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1). \quad (3.14)$$

або

$$q = \Delta u = c_{vm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vm} \Big|_0^{t_1} t_1. \quad (3.15)$$

Зміну питомої ентропії в ізохорному процесі знайдемо за формулою (1.56) при $v_1 = v_2$

$$\Delta s_v = c_{vm} \ln(T_2/T_1) \quad (3.16)$$

$$\Delta s_v = c_{pm} \ln(p_2/p_1). \quad (3.17)$$

З виразу (3.16) випливає, що між питомою ентропією і температурою ідеального газу існує логарифмічна залежність. В T - s координатах ця залежність зображується кривою 1-2, рис. 3.1б. Схема енергетичного балансу для ізохорного процесу показана на рис. 3.1а. Доля питомої теплоти, яка витрачається на зміну внутрішньої енергії газу в ізохорному процесі,

$$\varphi = \Delta u / q_v = 1, \quad (3.18)$$

оскільки $q_v = \Delta u_v$.

Ізобарний процес. Ізобарним називається термодинамічний процес, який відбувається при постійному тиску, $p = \text{const}$. Такий процес можливо здійснити, якщо розмістити газ в щільний циліндр з рухомим поршнем, на який діє постійна зовнішня сила при підведенні або відведенні теплоти. При нагріванні температура газу підвищується, і він, розширюючись, виштовхує поршень з циліндра. При відводі теплоти температура газу знижується, і його об'єм зменшується, а поршень занурюється в циліндр під дією зовнішньої сили.

Щоб отримати рівняння ізобарного процесу використовують рівняння стану для 1 кг ідеального газу $p v = RT$, в якому тиск p приймають за постійну величину, тобто

$$v/T = R/p = \text{const} \quad \text{або} \quad v_1/v_2 = T_1/T_2. \quad (3.19)$$



Звідси випливає, що в ізобарному процесі об'єм v і температура T пропорційні один одному (закон Гей-Люсака). В p - v координатах графік процесу зображується горизонтальною прямою 1-2, рис. 3.2а.

Ізобарний процес протікає в умовах змінного об'єму: система може розширюватися чи стискатися. Тому ізобарний процес супроводжується виконанням роботи, яка обумовлена зміною об'єму системи. Питома робота, що виконується в ізобарному процесі,

$$l_p = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad (3.20)$$

В p - v координатах, у відповідному масштабі, робота визначається площею, що лежить під лінією процесу 1-2.

Для ідеального газу з рівняння стану $pv_2 = RT_2$; $pv_1 = RT_1$, звідси $v_2 = RT_2/p$; $v_1 = RT_1/p$, тоді

$$l_p = R(T_2 - T_1). \quad (3.21)$$

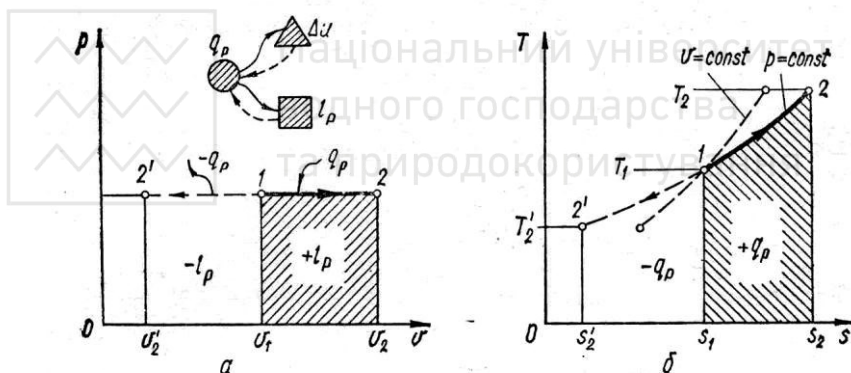


Рис. 3.2. Графіки ізобарного процесу з ідеальним газом: а) в p - v координатах; б) в T - s координатах.

З виразу (4.14) випливає фізичний зміст питомої газової сталої. Якщо в ізобарному процесі температура 1 кг ідеального газу змінюється на 1 К, то $l_p = R$, тобто *питома газова стала – це робота, яка здійснюється 1 кг ідеального газу в ізобарному процесі при зміні його температури на 1 К*.

Рівняння першого закону термодинаміки відповідно формули (1.41) $dq = dh - vdp$, для ізобарного процесу, записується таким чином



$$dq = dh = c_p dt, \quad (3.22)$$

де враховано, що $p = \text{const}$; $dp = 0$. Із співвідношення (3.22) випливає, що теплота, яка підводиться до системи або відводиться від неї в ізобарному процесі, витрачається на зміну ентальпії.

Кількість теплоти q та ентальпії h , які приймають участь в процесі, що протікає в інтервалі $t_1 - t_2$, за формулами

$$q = h = \int_{t_1}^{t_2} c_p dt. \quad (3.23)$$

Для випадку, коли $c_p = \text{const}$

$$q = h = c_p(t_2 - t_1). \quad (3.24)$$

Для випадку, коли c_p є лінійною чи нелінійною функцією температури, розрахунок ведеться за середньою теплоємністю

$$q = h = c_{pm} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1), \quad (3.25)$$

або

$$q = h = c_{pm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{pm} \Big|_0^{t_1} t_1, \quad (3.26)$$

Зміна внутрішньої енергії в цьому процесі при постійній теплоємності

$$u_2 - u_1 = c_v(t_2 - t_1), \quad (3.26a)$$

а при змінній теплоємності

$$u_2 - u_1 = c_{vm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vm} \Big|_0^{t_1} t_1. \quad (3.26b)$$

Вираз для розрахунку зміни питомої ентропії ідеального газу в ізобарному процесі можливо отримати на основі рівняння (1.56), при умові $p_2 = p_1$

$$\Delta s_p = c_{pm} \ln(T_2/T_1), \quad (3.27)$$

або з урахуванням співвідношення (3.19)

$$\Delta s_p = c_{pm} \ln(v_2/v_1), \quad (3.28)$$

Отже, на T - s діаграмі ізобара є також логарифмічною кривою, рис. 3.2б, (штриховою лінією нанесена ізохора). Через те, що $c_p > c_v$, то ізобара більш полого ніж ізохора.

Схема енергетичного балансу для ізобарного процесу показана на рис. 3.2а. Доля питомої теплоти, яка витрачається на зміну питомої внутрішньої енергії ідеального газу в ізобарному процесі

$$\varphi_p = \Delta u_p / q_p = c_v \Delta t / (c_p \Delta t) = 1/k, \quad (3.29)$$

тобто, ізобарний процес – це такий процес, в якому $1/k$ доля питомої теплоти витрачається на зміну питомої внутрішньої енергії ідеального газу. Наприклад, для двоатомного газу $k = 1,41$ і $\varphi_p =$



0,714; тобто $\approx 71\%$ теплоти іде на зміну питомої внутрішньої енергії і лише $\approx 29\%$ - на виконання роботи.

Ізотермічний процес. Ізотермічний процес протікає при постійній температурі ($T = \text{const}$). Практично здійснити ізотермічний процес з газом досить важко. Адже для того, щоб в процесі стиску або розширення температура газу залишалася незмінною, необхідно, щоб за період переходу між двома станами, що мало відрізняються, газ встиг віддати оточуючому середовищу або отримати від нього певну кількість теплоти.

Рівняння ізотермічного процесу отримується з використанням рівняння стану для 1 кг ідеального газу $pv = RT$, в якому температура T приймається за постійну величину, тобто

$$pv = \text{const}; \quad \text{або} \quad p_1/p_2 = v_2/v_1 \quad (3.30)$$

Звідси випливає, що в ізотермічному процесі тиск p і об'єм v обернено пропорційні (закон Бойля-Маріотта). Рівняння ізотермічного процесу в p - v координатах графічно зображуються рівнобічною гіперболою 1-2, рис 3.3а.

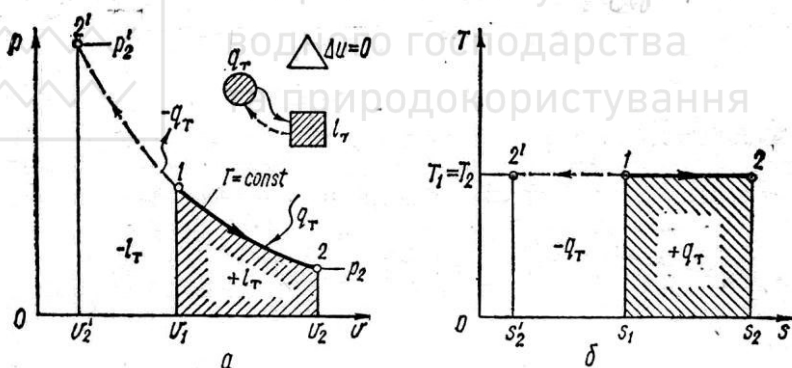


Рис. 3.3. Графіки ізотермічного процесу з ідеальним газом: а) в p - v координатах; б) в T - s координатах

Ізотермічний процес протікає із зміною об'єму: система розширюється чи над нею виконується робота стиску. Тому він буде супроводжуватися роботою l зміни об'єму v , яка розраховується у відповідності з із співвідношенням для роботи рівноважного термодинамічного процесу

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (3.31)$$



Величина p знаходиться з рівняння стану для 1 кг ідеального газу $p = RT/v$. З урахуванням p отримаємо

$$l_T = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3.32)$$

Рівняння першого закону термодинаміки $dq = du + dl$, для ізотермічного процесу, має вигляд

$$dq = dl, \quad (3.33)$$

де враховано, що $T = \text{const}$ і $du = c_v dT = 0$. $U = \text{const}$, $h = \text{const}$, тобто внутрішня енергія і ентальпія ідеального газу залишаються незмінними. Із співвідношення (3.33) випливає, що теплота, яка приймає участь в ізотермічному процесі, витрачається на виконання роботи, тобто $dq = dl = p dv$.

Із співвідношення, що визначає поняття теплоємності $c = dq/dT$ випливає, що теплоємність ізотермічного процесу прямує до нескінченності.

Питома теплота, яка необхідна для здійснення процесу, згідно виразу для першого закону термодинаміки $q = \Delta u + l$, буде мати вигляд

$$q_T = l_T = RT \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}, \quad (3.34)$$

або з урахуванням виразу для визначення питомої кількості теплоти через значення ентропії

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T ds. \quad (3.35)$$

отримаємо

$$q_T = T(s_2 - s_1). \quad (3.36)$$

Вираз для розрахунків питомої ентропії ідеального газу в ізотермічному процесі отримують на основі залежності (1.56)

$$\Delta s_T = s_2 - s_1 = q_T/T = R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = R \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}, \quad (3.37)$$

Графік ізотермічного процесу в T - s координатах зображено на рис 3.36. Доля питомої теплоти, яка витрачається на зміну внутрішньої енергії ідеального газу в ізотермічному процесі,

$$q_T = \Delta u/q_T = 0/q_T = 0. \quad (3.37a)$$

Адіабатичний процес. Адіабатичний процес протікає в умовах відсутності теплообміну з оточуючим середовищем, тобто dq



$= 0$, $q = 0$. Умова $q = 0$ для адіабатичного процесу є необхідною, але недостатньою. Наприклад, в процесі стиску газу може виникнути така ситуація, при якій на початку процесу температура газу нижча, ніж температура стінки посудини, в якій виконується стиск, і газ отримує деяку кількість тепла від стінок посудини. А, починаючи з деякого моменту стиску, температура газу виявиться вищою за температуру стінок посудини, і газ віддає деяку кількість тепла стінкам посудини. В частковому випадку кількість тепла, що отримав газ, виявиться рівною кількості тепла, яку газ віддав. В результаті цього сумарний баланс теплообміну буде дорівнювати нулю, тобто $q = 0$. Таким чином, необхідною і достатньою умовою адіабатичного процесу є умова $dq = 0$.

Подібно ізотермічному, здійснити на практиці адіабатичний процес дуже важко. Такий процес може протікати з робочим тілом, яке розміщене в посудині, наприклад в циліндрі з поршнем, що оточений товстим шаром високоякісного теплоізоляційного матеріалу. Але і такі матеріали мають, хоча і малу, але досить суттєву теплопровідність. В результаті невелика кількість теплоти буде проходити крізь стінки посудини від робочого тіла до оточуючого середовища або навпаки. Таку теплоізольовану посудину можливо розглядати тільки як наближену модель адіабатного середовища. Проте, багато термодинамічних процесів, які здійснюються в теплотехніці, відбуваються дуже швидко, і за час їх протікання робоче тіло не встигає обмінятися теплотою з оточуючим середовищем. Тому такі процеси з певною точністю можна розглядати як адіабатичні.

Для того, щоб отримати рівняння адіабатичного процесу, використовують рівняння першого закону термодинаміки $dq = du + pdv$, яке для адіабатичного процесу приймає вигляд

$$du + pdv = c_v dT + pdv = 0. \quad (3.38)$$

Із рівняння стану для 1 кг ідеального газу $pv = RT$ знаходять величину dT

$$dT = \frac{pdv + vdp}{R} = \frac{pdv + vdp}{c_p - c_v}, \quad (3.39)$$

де враховано, що $c_p = c_v + R$; В результаті підстановки величини dT в рівняння (3.38), отримаємо



$$c_v \frac{pdv + vdp}{c_p - c_v} + pdv = \frac{pdv + vdp}{c_p / c_v - 1} + pdv = 0 \quad \text{або}$$

$$pdv + vdp + (c_p / c_v - 1)pdv = pdv + vdp + (c_p / c_v)pdv - pdv = 0$$

тоді $vdp + (c_p / c_v)pdv = 0$.

Поділивши останнє рівняння на vp , остаточно отримаємо

$$\frac{dp}{p} + \frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{dv}{v} = 0. \quad (3.40)$$

Вважаючи, що $c_p = \text{const}$ і $c_v = \text{const}$, вводимо в розгляд величину $k = c_p / c_v$, яка визначається як показник адіабати. Оскільки $c_p > c_v$, то $k > 1$. З урахуванням величини k рівняння (3.40) зводиться до вигляду

$$\frac{dp}{p} + k \cdot \frac{dv}{v} = 0. \quad (3.41)$$

В результаті інтегрування рівняння (3.41) отримаємо

$$\ln p + k \ln v = \text{const} \quad (3.42)$$

або

$$pv^k = \text{const}. \quad (3.43)$$

Рівняння (3.43) являє собою рівняння адіабатичного процесу, яке в p - v координатах графічно зображується нерівнобічною гіперболою 1-2. Оскільки $k > 1$, нерівнобічна гіпербола проходить крутіше гіперболи рівнобічної, рис. 3.4а, тобто в p - v координатах ізотерма проходить більш похило, ніж адіабата.

Щоб отримати формули, які встановлюють співвідношення між термодинамічними параметрами в адіабатичному процесі визначимо два довільних стани 1 і 2 (рис. 3.4а) і запишемо для них рівняння (3.43) у вигляді

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k. \quad (3.44)$$

Звідси випливає, що

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k. \quad (3.45)$$

Для тих самих точок 1 і 2 запишемо рівняння стану для 1 кг ідеального газу

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad p_2 v_2 = RT_2. \quad (3.46)$$

В результаті ділення другого рівняння на перше, з урахуванням формули (3.45), отримаємо



$$\frac{RT_2}{RT_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k \cdot \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{-1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}. \quad (3.47)$$

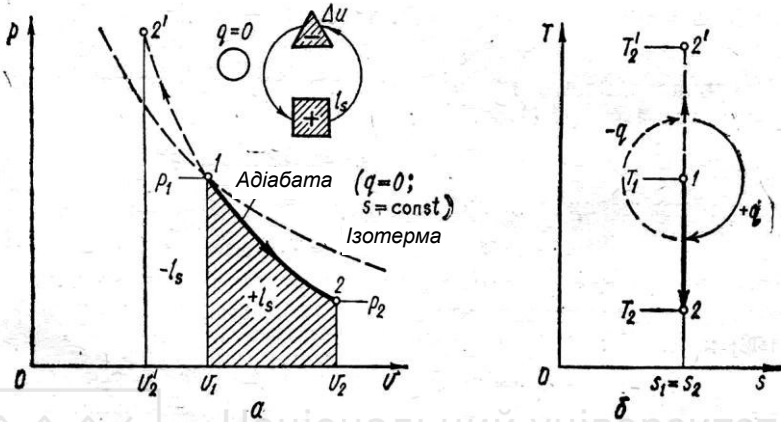


Рис. 3.4. Графіки адиабатичного процесу з ідеальним газом: а) в p - v координатах; б) в T - s координатах

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}. \quad (3.48)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (3.49)$$

Формули (3.45), (3.48), (3.49) встановлюють співвідношення між термічними параметрами v , p і в адиабатичному процесі.

Для отримання формули для розрахунку роботи в адиабатичному процесі використовується рівняння першого закону термодинаміки $dq = du + dl$, яке для адиабатичного процесу записується у вигляді

$$dl = -du = -c_v dT. \quad (3.50)$$

В результаті інтегрування рівняння (3.50) в інтервалі від T_1 до T_2 , при умові, що $c_v = \text{const}$, отримаємо

$$l_s = -c_{vm}(T_2 - T_1). \quad (3.51)$$

Із рівняння $c_p = c_v + R$ випливає, що $c_p c_v = 1 + R/c_v$ або $k = 1 + R/c_v$, звідси

$$c_v = R/(k-1). \quad (3.52)$$

Тоді формула для l_s (3.51) зведеться до вигляду



$$l_s = - \frac{R}{k-1} (T_2 - T_1). \quad (3.53)$$

або

$$l_s = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (3.54)$$

З рівняння стану $RT_2 = p_2 v_2$ і $RT_1 = p_1 v_1$. Підставляючи ці вирази в (3.53), отримаємо

$$l_s = - \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (3.54a)$$

З врахуванням співвідношень (3.48), (3.49) формула (3.54) може бути записана таким чином

$$l_s = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] = \frac{RT_1}{k-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.55)$$

або

$$l_s = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{k-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.56)$$

Площа під лінією 1-2 адіабатичного процесу в p - v координатах, у відповідному масштабі, дорівнює роботі адіабатичного процесу.

Зміна ентальпії ідеального газу в адіабатичному процесі розраховується за формулою $\Delta h = c_{pm}(t_2 - t_1)$. За визначенням процесу $\delta q = 0$ і $ds = \delta q/T = 0$. Отже в адіабатичному процесі ентропія $s = \text{const}$. Доля питомої теплоти, яка витрачається на зміну внутрішньої енергії ідеального газу, в цьому процесі змісту не має.

Політропічний процес і його узагальнююче значення

Будь-який процес зміни стану робочого тіла, який відбувається при постійній теплоємності, називається *політропічним*. Для того щоб отримати рівняння політропічного процесу, вводиться в розгляд теплоємність c_n , таким чином

$$dq = c_n dT = du + p dv = c_v dT + p dv, \quad (3.57)$$

або

$$(c_n - c_v) dT - p dv = 0. \quad (3.58)$$



Підставивши в рівняння (3.58) величину dT з рівняння (3.39), будемо мати

$$dT = \frac{pdv + vdp}{c_p - c_v}, \quad (3.59)$$

і отримаємо

$$(c_n - c_v) \cdot \frac{pdv + vdp}{c_p - c_v} - p dv = 0. \quad (3.60)$$

або

$$(c_n - c_v)(p dv + v dp) - (c_p - c_v) p dv = 0. \quad (3.61)$$

Розкриваючи дужки, скорочуючи, отримаємо

$$c_n pdv + c_n v dp - c_p pdv - c_p v dp - c_v pdv + c_v v dp = 0. \quad (3.62)$$

Після перегрупування

$$(c_n - c_p) pdv + (c_n - c_v) v dp = 0. \quad (3.63)$$

або

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} pdv + v dp = 0. \quad (3.64)$$

Розділивши це рівняння на pv , отримаємо

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (3.65)$$

Вводиться в розгляд величина

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}, \quad (3.66)$$

яка визначається як *показник політропи*. Співвідношення (3.66) може бути використане для визначення політропічної теплоємності c_n . В результаті розв'язання відносно c_n отримаємо формулу для розрахунку політропічної теплоємності. З рівняння (3.66)

$$nc_n - nc_v = c_n - c_p \quad \text{або} \quad c_n(n - 1) = n c_v - c = c_v \left(n - \frac{c_p}{c_v} \right) = c_v(n - k).$$

і остаточно

$$c_n = c_v \frac{n - k}{n - 1}. \quad (3.67)$$

З врахуванням величини n згідно залежності (3.66) рівняння (3.65) приймає вигляд



$$\frac{dp}{p} + n \frac{dv}{v} = 0. \quad (3.68)$$

Інтегрування рівняння (3.68) дає

$$\ln p + n \ln v = 0. \quad (3.69)$$

або

$$p v^n = \text{const}. \quad (3.70)$$

Рівняння (3.70) є рівнянням політропічного процесу.

Оскільки рівняння політропічного процесу (3.70), за своєю конструкцією, аналогічне рівнянню адіабатичного процесу (3.43), то співвідношення розрахунку термічних параметрів і розрахунку роботи для політропічного процесу можна отримати з аналогічних співвідношень заміною k на n .

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n; \quad (3.71)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}. \quad (3.72)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (3.73)$$

$$l = \frac{RT_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (3.74)$$

$$l = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{RT_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (3.75)$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (3.76)$$

Політропічний процес є узагальненим процесом. Це означає, зокрема, що, в залежності від величини показника політропи n , рівняння (3.70) може трансформуватися в рівняння елементарних термодинамічних процесів, які розглянуті вище, рис. 3.5. Насправді:



$n = 0, pv^0 = p = \text{const}$ - ізобарний процес;
 $n = \infty, (pv^\infty)^{1/\infty} = v p^{1/\infty} = v = \text{const}$ - ізохорний процес;
 $n = 1; pv = \text{const}$ - ізотермічний процес;
 $n = k; pn^k = \text{const}$ - адіабатичний процес.

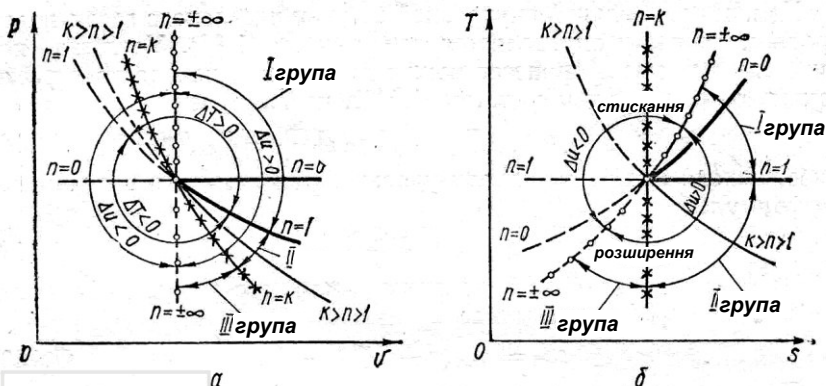


Рис. 3.5. Графіки політропічних процесів: а) в p - v координатах; б) в T - s координатах

В таблицю 3.1 зведені залежності, які використовуються для визначення параметрів термодинамічних процесів.

Приклади розв'язання задач

Задача 3.1.

В закритій посудині вміщено газ при розрідженні $p_1 = 7000$ Па і температурі 80°C . Показ барометра $p_6 = 101325$ Па. До якої температури треба охолодити газ, щоб розрідження було 14000 Па

Дано:

$$p_{\text{розр } 1} = 7000 \text{ Па};$$

$$p_{\text{розр } 2} = 14000 \text{ Па};$$

$$p_6 = 101325 \text{ Па};$$

$$t_1 = 80^\circ\text{C};$$

$$v = \text{const}$$

$$t_2 = ?$$

Розв'язання

В зв'язку з тим, що процес проходить при постійному об'ємі, то згідно формули (3.10а) $p_1/T_1 = p_2/T_2 = \text{const}$, тому

$$\frac{p_6 - p_{\text{розр } 1}}{T_1} = \frac{p_6 - p_{\text{розр } 2}}{T_2}, \text{ і звідси}$$

Таблиця 3.1

Залежності для визначення параметрів термодинамічних процесів ідеальних газів

Процес	Питома теплота, яка надана або відібрана в процесі q_{1-2}	Зміна питомої внутрішньої енергії газу $u_2 - u_1$	Питома робота процесу l_{1-2}	Зміна ентропії $s_2 - s_1$	Доля питомої теплоти на зміну внутрішньої енергії газу $\varphi, \%$
Ізохорний $V = \text{const}$	$c_v(t_2 - t_1)$ $c_{vm} _0^{t_2} t_2 - c_{vm} _0^{t_1} t_1$	$c_v(t_2 - t_1)$ $c_{vm} _0^{t_2} t_2 - c_{vm} _0^{t_1} t_1$	0	$c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1}$	100
Ізобарний $p = \text{const}$	$c_p(t_2 - t_1)$ $c_{pm} _0^{t_2} t_2 - c_{pm} _0^{t_1} t_1$	$c_v(t_2 - t_1)$ $c_{vm} _0^{t_2} t_2 - c_{vm} _0^{t_1} t_1$	$p(v_2 - v_1)$	$c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$	71
Ізотермічний $T = \text{const}$	$RT \ln \frac{v_2}{v_1}$	0	$RT \ln \frac{v_2}{v_1}$	$R \ln \frac{p_1}{p_2} = R \ln \frac{v_2}{v_1}$	0
Адiabатний $\delta q = 0$	0	$c_v(t_2 - t_1)$ $c_{vm} _0^{t_2} t_2 - c_{vm} _0^{t_1} t_1$	$\frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$	0	-
Політропний	$c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1)$	$c_v(t_2 - t_1)$ $c_{vm} _0^{t_2} t_2 - c_{vm} _0^{t_1} t_1$	$\frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$	$c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}$	-



$$T_2 = T_1 \frac{p_0 - p_{роз2}}{p_0 - p_{роз1}} = (80+273) \frac{101325-14000}{101325-7000} = 327 \text{ К};$$

$$t_2 = 327 - 273 = 54 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

Відповідь: $t_2 = 54 \text{ }^{\circ}\text{C}$

Задача 3.2.

В закритій посудині ємністю $V = 0,5 \text{ м}^3$ утримується повітря при тиску $p_1 = 0,7 \text{ МПа}$ і температурі $t_1 = 20^{\circ}\text{C}$. В результаті охолодження посудини повітря, яке в ній знаходиться, втрачає 120 кДж . Приймаючи теплоємність повітря постійною, визначити, який тиск і яка температура встановлюється після цього в посудині.

Дано:

$$V = 0,5 \text{ м}^3;$$

$$p_1 = 0,7 \text{ МПа};$$

$$t_1 = 20^{\circ}\text{C};$$

$$Q = -120 \text{ кДж};$$

$$c_{vm} = \text{const}$$

$$p_2, t_2 - ?$$

Розв'язання

1 Користуючись рівнянням стану, знаходимо масу повітря в посудині:

$$M = \frac{pV}{RT} = \frac{0,7 \cdot 10^6 \cdot 0,5}{287 \cdot 293} = 4,16 \text{ кг}.$$

2. Кількість питомої теплоти, яка відводиться від

тіла в ізохорному процесі, визначається рівнянням (3.13) $q = \Delta u = c_v(t_2 - t_1)$, де теплоємність повітря c_v , визначається як для двоатомних газів, з використанням таблиці 2.2: $c_v = \mu c_v / \mu = 20,93/28,96 = 0,723 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$. Тоді кількість відведеного тепла $Q = M c_v(t_2 - t_1)$, звідки

$$t_2 = \frac{Q}{M c_v} + t_1 = \frac{-120}{4,16 \cdot 0,723} + 20 = -19,9^{\circ}\text{C}.$$

3. В зв'язку з тим, що процес проходить при постійному об'ємі, то згідно формули (3.10а) $p_1/T_1 = p_2/T_2 = \text{const}$, тому $p_2 = p_1(T_2/T_1)$ і тоді

$$p_2 = 0,7 \left(\frac{273-19,9}{293} \right) = 0,864 \text{ МПа}.$$

Відповідь: $p_2 = 0,864 \text{ МПа}; t_2 = -19,9^{\circ}\text{C}$.

Задача 3.3.

У резервуарі, який має об'єм $V = 0,8 \text{ м}^3$, знаходиться вуглекислий газ при тиску $p_1 = 0,5 \text{ МПа}$ і температурі $t_1 = 427^{\circ}\text{C}$. Як зміниться температура газу, якщо відняти від нього при постійному об'ємі 500 кДж ? Залежність теплоємності від температури вважати лінійною.

Дано:

$$V = 0,8 \text{ м}^3;$$

$$p_1 = 0,5 \text{ МПа};$$

$$t_1 = 427^{\circ}\text{C};$$

$$Q = -500 \text{ кДж}.$$

$$t_2 - ?$$

Розв'язання

1 Кількість відведеної теплоти в ізохорному процесі для 1 кг газу згідно рівняння (3.14) дорівнює $q = \Delta u = c_{vm} \big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1)$.

Відповідно для $M \text{ кг}$ газу

$$Q_v = M c_{vm} \big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1).$$

В цьому рівнянні $Q_v = -500 \text{ кДж}$, а маса газу згідно рівняння стану



$$M = \frac{pV}{RT} = \frac{0,5 \cdot 10^6 \cdot 0,8}{189 \cdot 700} = 3,02 \text{ кг}; \text{ де стала для вуглекислого газу}$$

$$R = R_u / \mu_{CO_2} = 8314 / 44 = 189 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

В межах від 427°C до t_2 згідно таблиці 2.4 середня теплоємність вуглекислого газу за формулою (2.50)

$$c_{vm} = 0,6837 + 0,5 \cdot 0,00024053(427 + t_2).$$

Підставляючи відповідні значення величин в рівняння для Q_v , отримаємо

$$Q_v = -500 = 3,02[0,6837 + 0,0001226(427 + t_2)] \cdot (t_2 - 427).$$

Після перетворень це рівняння має вигляд

$$t_2^2 + 5658,2 t_2 - 1212072 = 0.$$

Рішення цього рівняння дає температуру $t_2 = 207^\circ\text{C}$.

Відповідь: $t_2 = 207^\circ\text{C}$.

Контрольні питання

1. Що входить в задачу аналізу термодинамічного процесу?
2. Як змінюється температура в ізохорному процесі?
3. Як довести, що в ізобарному процесі питома кількість теплоти дорівнює зміні питомої ентальпії?
4. Чому в ізобарному процесі при розширенні ідеального газу збільшується температура?
5. Чому в адіабатичному процесі при розширенні ідеального газу температура зменшується, а при стисканні зростає?
6. Що називається політропічним процесом?
7. В яких межах змінюється показник політропи?
8. Який показник політропи в основних термодинамічних процесах?
9. Що таке ентальпія і яка фізична сутність цієї термодинамічної функції?



4. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ РЕАЛЬНИХ ГАЗІВ І ПАРИ

4.1. Загальні властивості реальних газів

При високих тисках і малих температурах властивості реальних газів відрізняються від властивостей ідеальних газів. Так для реального газу непридатне рівняння стану ідеального газу, тобто $pv \neq RT$.

Найбільш яскраво відмінність властивостей реального газу від ідеального характеризує відношення $pv / RT = z$, яке називається *коефіцієнтом стискування*. Для ідеального газу $z = 1$, а для реального залежить від тиску і температури газу, причому може бути як меншим, так і більшим одиниці.

Між молекулами реального газу діють сили притягання - відштовхування, які змінюють тиск газу на стінки посудини. Наявність сил відштовхування запобігає щільному наближенню молекул. Тому об'єм, в якому можуть переміщуватися молекули реального газу, буде меншим об'єму, що ним займається, на величину b , яка чисельно наближено дорівнює чотирикратному власному об'єму молекул.

Найпростішим рівнянням стану реального газу є рівняння Ван-дер-Ваальса

$$(p + a/v^2)(v-b) = RT. \quad (4.1)$$

Тут член a/v^2 характеризує так званий *внутрішній тиск* газу, що обумовлений силами притягання його молекул; множник $(v - b)$ представляє *вільний об'єм*, тобто об'єм простору, в якому мають змогу переміщатися молекули газу. Сталі a і b , які відображують природу газу, обчислюють за так званими *критичними параметрами* газу.

Ізотерми, які побудовані за рівнянням Ван-дер-Ваальса, показані на рис. 4.1а. Хвилеподібна ділянка ізотерми $abcde$ відображає нестійкі стани: такі стани між a і b можливо отримати при дуже повільному і спокійному стисканні газу при відсутності центрів конденсації у вигляді пилу, крапель туману і інших часток. Такий хід ізотерми Ван-дер-Ваальса між точками a і b практично не досягається.



Дійсні ізотерми реального газу зображені на рис. 4.1б. Тут процес перетворення газу відбувається одночасно при постійних температурі і тиску (процес $a-e$). Тиск залишається незмінним, тому що в цьому випадку об'єм зменшується за рахунок часткової конденсації газової фази. В точці e увесь газ повністю перетворюється в рідину, і подальше підвищення тиску буде дещо зменшувати об'єм рідини. Зі збільшенням температури точки a і e зливаються в одну точку k , в якій ізотерма має тільки перегин і горизонтальну дотичну. Точка k називається *критичною точкою*, а відповідні їй параметри $p_{кр}$, $v_{кр}$ і $T_{кр}$ – *критичними*.

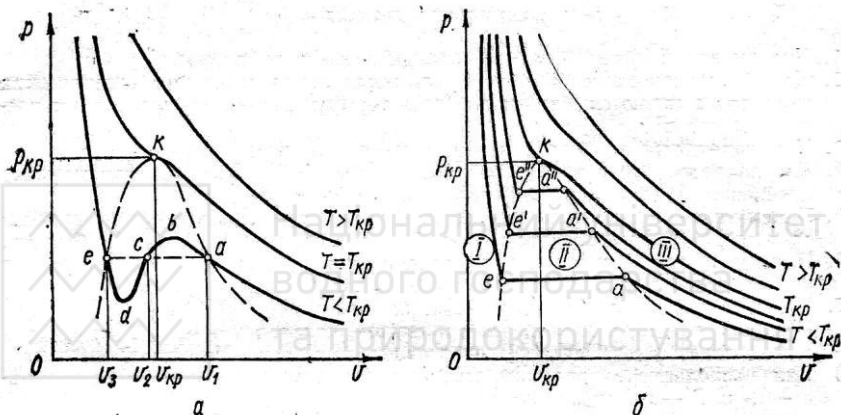


Рис. 4.1. Теоретичні (а) і дійсні (б) ізотерми реального газу

Критичний стан речовини був відкритий Д.І. Менделєєвим. В критичній точці зникає різниця між рідким і газовим станами.

Відомо, що будь-яка речовина в залежності від зовнішніх умов (тиск, температура) може знаходитися в твердому, рідкому і газоподібному агрегатних станах, або *фазах*, а також одночасно бути в двох або трьох станах (стан, в якому знаходяться в рівновазі тверда, рідка і парова фази речовини, називається *трійною точкою*).

В теперішній час велику увагу приділяють отриманню напівемпіричних рівнянь стану. Більшість цих рівнянь має складний вид і практичне їх використання для розрахунків утруднене. За ними і експериментальними даними складають таблиці термодинамічних властивостей (питомих об'ємів, ентальпій, ентропій і ін.) і будують діаграми, що спростує інженерні розрахунки і робить їх наочними. Наприклад, на основі теорії асоціації молекул водяної пари М.П.

Вукаловичем і І.І. Новіковим запропоноване інше термічне рівняння стану реального газу – водяної пари, а також складені таблиці і діаграми, які використовують на практиці для виконання теплотехнічних розрахунків.

Окрім рівняння Ван-дер-Ваальса та Вукаловиича-Новікова відомі й рівняння інших авторів, наприклад, рівняння Бельтело:

$$\left(p + \frac{a}{Tv^2}\right)(v - b) = RT.$$

4.2. Водяна пара. Процеси пароутворення у p - v та T - s діаграмах

Водяна пара і її характеристики

Пара води найчастіше використовується в якості робочого тіла. Вода не має шкідливої дії на метали і живі організми і має відносно хороші термодинамічні властивості (великі теплоємність і теплоту пароутворення).

Процес отримання пари з рідини може здійснюватися випаровуванням і кипінням. *Випаровуванням* називається пароутворення, яке відбувається тільки з вільної поверхні і при будь-якій температурі; *Кипіння* – інтенсивне пароутворення по усій масі рідини, яке

Суха насичена пара

Перегріта пара p, t

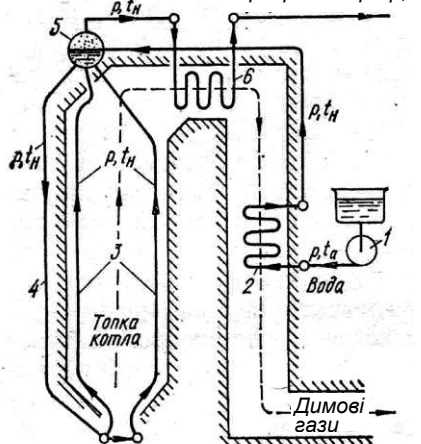


Рис. 4.2. Найпростіша схема котла-агрегату

відбувається при наданні рідині через стінку посудини певної кількості теплоти. При цьому бульбашки пари, що утворюються біля стінок і всередині рідини, піднімаються на поверхню рідини.

Процес кипіння починається при досягненні рідиною температури, яка називається *температурою кипіння* (насичення) t_n і на протязі всього процесу ця температура залишається незмінною, тому що вся теплота витрачається на пароутворення. Тиск, який відповідає температурі t_n , на-



зивається *тиском насичення* p_n .

Зворотний процес переходу пари в рідкий стан, який супроводжується відводом теплоти, називається *конденсацією*.

Насиченою називається пара, яка утворюється в процесі кипіння і знаходиться в термічній і динамічній рівновазі з рідиною. При цьому безупинно одна частина молекул переходить з рідини в пару (процес випару), а інша – з пари в рідину (процес конденсації). Насичена пара за своїм станом буває *сухою насиченою* і *вологою насиченою*.

Суха насичена пара являє собою пару, яка не вміщує рідину і має температуру насичення $t = t_n$ при даному тиску. Двохфазна система, яка складається з сухої насиченої пари і рідини, називається *вологою насиченою парою*.

Відношення маси сухої насиченої пари m_{cn} до маси вологої пари m_{en} називається *ступенем сухості* x вологої пари

$$x = m_{cn} / m_{en} = m_{cn} / (m_{cn} + m_{pid}), \quad (4.2)$$

де m_{pid} - маса рідини. Стан вологої насиченої пари визначається двома параметрами: тиском (або температурою T_n) і ступенем сухості пари x .

Вочевидь, для киплячої рідини ($m_{cn} = 0$) $x = 0$; для сухої насиченої пари ($m_{pid} = 0$) $x = 1$.

Якщо до сухої насиченої пари продовжувати підводити теплоту, то її температура збільшиться. Пара, температура якої при даному тиску є більшою, ніж температура насичення ($t > t_n$), називається *перегрітою парою*.

Для технічних потреб водяну пару отримують в парових котлах (котлоагрегатах), де спеціально підтримується постійний тиск. Найпростіша схема котлоагрегату показана на рис. 4.2.

Вода з резервуару подається насосом 1 в підігрівник (водяний економайзер) 2, де за рахунок теплоти димових газів (показані штриховою лінією) підігрівається до температури насичення t_n . З економайзера вода потрапляє через барабан 5 і опускні труби 4 в систему випарних трубок 3, які розташовані в топці котла. В випарних трубках за рахунок підводу теплоти від продуктів горіння частина води перетворюється в пару. Пароводяна суміш, що утворилася повертається в барабан 5, де розділяється на суху насичену пару і воду, яка знову повертається в випарний контур. Отримана таким чином суха насичена пара з верхньої частини барабана пос-

тупає в пароперегрівник 6. Тут суха насичена пара за рахунок гарячих димових газів перегрівається до потрібної температури перегрітої пари t .

Таким чином, процес отримання перегрітої пари складається з трьох послідовних стадій: підігріву води до температури насичення, пароутворення і перегріву пари до потрібної температури. Всі ці стадії відбуваються при постійному тиску і на термодинамічних діаграмах зображуються ізобарою.

Процеси пароутворення в $p-v$ та $T-s$ діаграмах.

На фазовій p - v діаграмі, рис. 4.3, де область двохфазного стану обмежена кривими $x = 0$ і $x = 1$, ізобарний процес отримання пари зображено горизонтальною прямою ad . Тут названі три стадії характеризуються такими відрізками: ab – підігрів рідини до температури кипіння; bc – пароутворення; cd – перегрів пари.

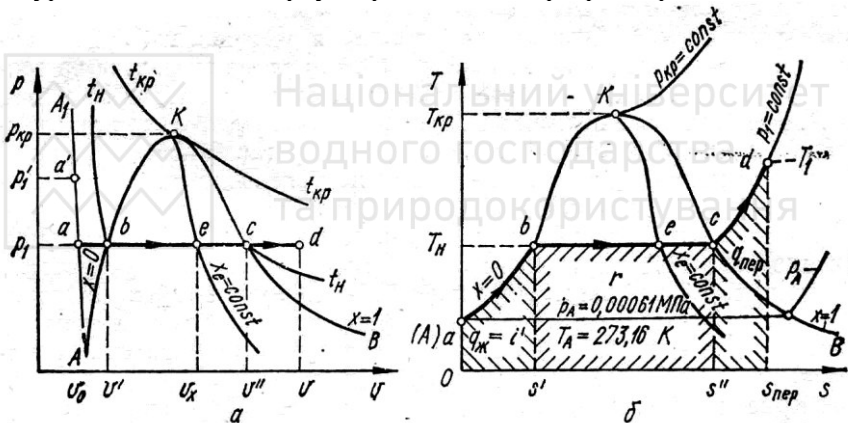


Рис. 4.3. Фазові діаграми процесу пароутворення: а) в $p-v$ координатах; б) в $T-s$ координатах

В задачу аналізу трьох стадій отримання перегрітої пари входять встановлення для кожної стадії особливостей початкового і кінцевого станів речовини, зміни питомих калоричних параметрів Δu , Δh , Δs і визначення питомої кількості теплоти. При цьому слід мати на увазі, що для реального газу виразом $\Delta u = c_{vm}\Delta t$ користуватися не можна, тому що питома внутрішня енергія реального газу залежить не тільки від температури, але й від об'єму.



На основі першого закону термодинаміки для ізобарного процесу зміни питомих внутрішньої енергії Δu і ентальпії Δh в процесах отримання водяної пари можливо визначити за формулами:

$$\Delta u = q_p - p \cdot \Delta v; \quad (4.3)$$

$$\Delta h = h_2 - h_1 = q_p. \quad (4.4)$$

Для розрахунків зміни питомої ентропії в ході процесу скористаємося виразом

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \delta q_p / T. \quad (4.5)$$

Процес підігріву води до температури насичення. За початкову температуру води, яка поступає в котлоагрегат при будь-якому тиску, приймаємо температуру $t_a = 0^\circ\text{C}$. Тоді лінія AA_1 на рис. 4.3а буде відповідати так званій *холодній рідині* при різних тисках (ізотерма холодної рідини). Питомий об'єм води при цій температурі $v_a = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$. Із-за незначної стисливості води лінія AA_1 являє собою майже вертикальну пряму. Лівіше цієї лінії знаходиться область рівноважного співіснування води і льоду.

Початком відліку $u = 0$, $h = 0$, $s = 0$ для води прийнято рахувати трійну точку, в якій речовина може одночасно знаходитися в твердому, рідкому і газоподібному станах (точка А на рис. 4.3а). Кожній речовині в трійній точці відповідає строго визначені параметри. Так для води $p_A = 0,00061 \text{ МПа}$; $T_A = 273,16 \text{ К}$; $v_A = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$. Процес пароутворення при тиску $p_A = 0,00061 \text{ МПа}$ показаний на діаграмі ізобарою $Ав$. При більш низьких тисках пара може існувати лише у рівновазі з льодом. Утворення пари безпосередньо з твердого стану (льоду) називається *сублімацією*.

Нехтуючи впливом тиску на зміни об'єму води, вважають для всіх станів її на лінії AA_1 $v_j = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$; $u_o = 0$; $h_o = 0$; $s_o = 0$.

Кінцевий стан води в стадії підігріву (точка b) визначається досягненням при заданому тиску p_n температури насичення t_n , яка залежить від тиску, тобто $t_n = f(p_n)$. Ця залежність встановлюється експериментально і наводиться в таблицях.

Стани киплячої води при різних тисках будуть відповідати граничній кривій рідини AK , яка зображує залежність питомих об'ємів киплячої води v' від тисків. На цій кривій степінь сухості $x = 0$.

Параметри киплячої рідини позначаються відповідними буквами зі штрихом (v' , u' , h' , s' і ін.) і наводяться в таблицях в зале-



жності від тиску p_n або температури t_n . Питома кількість теплоти, яка необхідна для здійснення цієї стадії отримання насиченої пари називається *питомою теплотою рідини* за формулою (4.4)

$$q_{ab} = q_{pid} = h' - h_o = \int_a^b c_{p,pid} dt, \quad (4.6)$$

або, враховуючи, що $h_o = 0$ і $c_{p,pid} = c_{pm,pid}$,

$$q_{pid} = h' = c_{pm,pid} \cdot t_n. \quad (4.7)$$

Зміна питомої внутрішньої енергії при підігріванні води за формулою (4.3)

$$\Delta u_{ab} = q_{ab} - p_n(v' - v_o) = h' - p_n(v' - v_o). \quad (4.8)$$

зміна питомої ентропії води в процесі ab

$$\Delta s_{ab} = s' - s_o = \int_{T_o=273}^{T_n} c_{p,pid} dT/T = c_{pm,pid} \cdot \ln(T_n/273), \quad (4.9)$$

тобто на T - s діаграмі, рис. 4.3б, ізобарний процес зміни стану води зображується логарифмічною кривою ab .

Ізобара води $p_{кр}$ проходить по лінії AK , а потім після перегину переходить в ізобару перегрітої пари. Граничні криві $x = 0$ і $x = 1$ межують в точці K (критична точка). Для води $p_k = 22,115$ МПа; $T_k = 647,27$ К; $v_k = 0,003147$ м³/кг; $h_k = 2095,2$ кДж/кг.

Процес пароутворення. Подальше підведення теплоти до кипячої рідини, яке здійснюється у випарному контурі котлоагрегату, супроводжується інтенсивним пароутворенням всередині рідини і переходом частини води в пару. Таким чином, ділянці bc на рис. 4.3 відповідає рівноважний стан суміші рідини і пари.

Кінцевий стан в цій стадії характеризується повним перетворенням рідини в пару, яка буде мати температуру насичення води ($t_c = t_n$) при заданому тиску p_1 . Така пара має назву *сухої насиченої пари*. Отже, процес пароутворення є одночасно ізобарним ($p_n = const$) і ізотермічним ($t_n = const$), що відповідає процесам фазових перетворень. При цьому теплота витрачається не на підвищення температури, а тільки на подолання сил притягнення між молекулами і на роботу розширення пари.

Оскільки між температурою насичення t_n і тиском p_n існує однозначний зв'язок, то стан сухої насиченої пари буде визначатися лише одним параметром – тиском або температурою.

Стан сухої насиченої пари при різних тисках буде відповідати лінії ВК на рис.4.3, яка називається *граничною кривою пари*. В кожній точці цієї кривої $x = 1$. Параметри сухої насиченої пари



позначаються відповідними буквами з двома штрихами (v'' , u'' , h'' , s'' і ін.) і приводяться в таблицях в залежності від тиску p_n або температури t_n .

Необхідно наголосити та тому, що в процесі пароутворення питомий об'єм речовини різко зростає. Так, для води при $p_n = 0,1$ МПа питомий об'єм $v' = 0,001043$ м³/кг, тоді як $v'' = 1,696$ м³/кг, тобто в процесі пароутворення її об'єм зростає більше ніж в 1600 разів. При зростанні тиску питомий об'єм води зменшується і в критичній точці K доходить до $v'_{кр} = v''_{кр} = 0,0032$ м³/кг.

Питома кількість теплоти, яка витрачається на перетворення в процесі bc , називається *питомою теплотою пароутворення* r , або *питомою теплотою фазового перетворення*. Згідно формул (4.4) і (4.5)

$$r = h'' - h' = \text{пл.} \mid bcs''s'b \mid = T_n(s'' - s'), \quad (4.10)$$

звідки питома ентальпія сухої насиченої пари

$$h'' = h' + r. \quad (4.11)$$

З рівняння першого закону термодинаміки для ізобарного процесу

$$q_b = r = u'' - u' + p_n(v'' - v') \quad (4.12)$$

впливає, що питома теплота пароутворення витрачається як на зміну питомої внутрішньої енергії робочого тіла при постійній температурі $\beta = u'' - u'$; так і на питому роботу розширення $\psi = + p_n(v'' - v')$; тобто

$$r = \beta + \psi. \quad (4.13)$$

Величину β називають *питомою внутрішньою теплотою пароутворення* (вона становить більш 80 %), а величину ψ - *питомою зовнішньою теплотою пароутворення*.

З T - s діаграми, рис. 4.3б, випливає, що з підвищенням тиску p_n або температури t_n питома теплота пароутворення r зменшується і при критичних параметрах (точка K) стає рівною нулю, тобто в цих умовах процес пароутворення відсутній.

Стан вологої насиченої пари (точка e на рис. 4.3) буде визначений якщо крім тиску p_n або температури t_n буде відомий склад суміші, яка складається з киплячої води і сухої пари, що характеризується ступенем сухості x .

Питомий об'єм вологої пари

$$v_e = v_x = xv'' + (1-x)v'. \quad (4.14)$$



Для звичайних умов $v' \ll v''$, тому другою складовою в рівнянні (4.14) можна знехтувати. Тоді

$$v_x \approx xv'', \quad (4.15)$$

звідки ступінь сухості вологої пари

$$x = v_x / v'', \quad (4.16)$$

тобто будь-яка точка поділяє відрізок bc на рис. 4.3. на частини, які пропорційні ступеню сухості.

З урахуванням рівняння (4.14) питомі ентальпію і ентропію вологої пари визначають за формулами

$$h_x = h' + rx, \quad (4.17)$$

$$s_x = s' + r x/T. \quad (4.18)$$

Процес перегріву пари. Цей процес характеризується підвищенням температури від температури насичення t_n до потрібної температури перегрітої пари t при постійному тиску за рахунок додаткового підведення теплоти до сухої насиченої пари в пароперегрівнику котлоагрегата (процес cd на рис. 4.3). Питомий об'єм пари при перегріві збільшується ($v > v''$). Отже, пара, яка має при даному тиску температуру або питомий об'єм більший, ніж відповідні параметри сухої насиченої пари, буде перегрітою. Різниця температур $t - t_n$ називається *ступенем перегріву пари*.

Стан перегрітої пари у відмінність від насиченої пари визначається не одним, а двома незалежними параметрами – звичайно тиском p і температурою t , тобто $v = f(p, t)$. Складені таблиці питомих параметрів перегрітої водяної пари v, h, s в залежності від тиску p і температури t . Кількість теплоти, яка необхідна для перегріву 1 кг сухої пари до потрібної температури t при постійному тиску, називається *питомою теплотою перегріву* q_{nep} . Аналогічно можна записати

$$q_{nep} = q_{cd} = h - h'' = \int_{t_n}^t c_p dT, \quad (4.19)$$

звідки

$$h = h'' + c_{pm}(t - t_n), \quad (4.20)$$

де c_{pm} – питома ізобарна теплоємність перегрітої пари, яка залежить як від температури, так і від тиску.

Оскільки згідно першому закону термодинаміки

$$q_{nep} = (u - u'') + p(v - v''), \quad (4.21)$$

зміна питомої внутрішньої енергії пари

$$\Delta u_{cd} = q_{nep} - p(v - v'') = h - h'' - p(v - v''). \quad (4.22)$$



Зміна питомої енергії в процесі ізобарного перегріву пари згідно виразу (4.5)

$$\Delta s_{cd} = s - s'' = \int_{T_n}^T c_p dT/T = c_{pm} \ln(T/T_n). \quad (4.23)$$

Отже, процес перегріву пари на $T-s$ діаграмі (див. рис 4.3б) зображується логарифмічною кривою cd , а питома теплота перегріву q_{nep} – площею під цією кривою.

Через те, що питома кількість теплоти в ізобарному процесі дорівнює різниці питомих ентальпій ($q_{pid} = h'$; $r = h'' - h'$; $q_{nep} = h - h''$), то площа під ізобарою на $T-s$ діаграмі буде визначати питому ентальпію для даної точки ізобари. Таким чином, питома ентальпія киплячої води $h' = \text{пл.} |abs'oa|$; питома ентальпія насиченої пари $h'' = \text{пл.} |abcs''oa|$; питома ентальпія перегрітої пари $h = \text{пл.} |abcds_{nep}oa|$.

Зображення питомої теплоти процесу і ентальпії у вигляді площ досить наочне, що є перевагою $T-s$ діаграми в порівнянні з діаграмами іншого виду.

4.3. Термодинамічні таблиці водяної пари

В 1969 р. М.П.Вукаловичем, С.А.Ривкіним і А.Л.Александровим опубліковані таблиці теплофізичних властивостей води і водяної пари в двох системах одиниць для тисків до 1000 бар і 1000 кгс/см² і температури до 800°C.

Для насиченої пари таблиці будуються за тиском або температурою. Таблиці сухої насиченої пари вміщують значення $p, t, v', v'', \rho'', r, h', h'', s', s''$.

Таблиці перегрітої пари будуються за тиском і температурою і в них приводяться значення v, h, s .

4.4. $h-s$ діаграма водяної пари ($i-s$ діаграма)

В практичних розрахунках процесів з водяною парою широке розповсюдження отримала $h-s$ діаграма, на якій питома теплота і ентальпія вимірюються не площами, а лінійними відрізками.

В системі координат $h-s$, рис 4.4, будують граничні криві AK і KB за табличними даними h', s' і h'', s'' . Гранична крива рідини



проходить через початок координат, тому що при $t_n = 0^\circ\text{C}$ питома ентальпія і ентальпія рідини вважаються рівними нулю.

Потім наносять ізобари, які в області насиченої пари є одночасно ізотермами і являють собою прямі лінії, що розходяться.

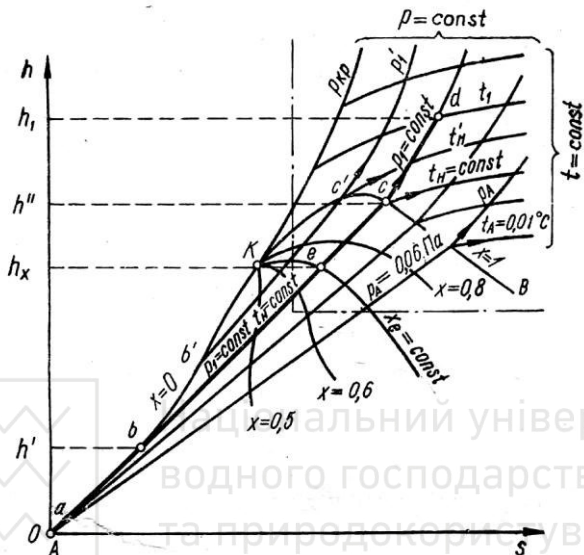


Рис. 4.4. h - s діаграма водяної пари

В області перегрітої пари ізобари і ізотерми не співпадають, причому ізобари піднімаються догори у вигляді логарифмічних кривих, а ізотерми прямують до горизонталі.

В області вологої пари на h - s діаграму наносяться лінії її одного ступеня сухості, $x = \text{const}$. На цю ж діаграму часто наносять ізохори, які проходять крутіше ізобар (штрихові лінії), рис. 4.5.

Ізохорний процес ($v = \text{const}$) показано на рис 4.6. Із p - v діаграми (рис. 4.6а) випливає, що якщо початковий питомий об'єм вологої пари $v_I > v_{кр}$, то при постійному об'ємі вологу пару можна перевести в суху насичену і перегріту пару (пряма 1-2). Якщо $v_I < v_{кр}$, то підведення теплоти до вологої пари (пряма 1'-2') супроводжується не підсушкою її, а збільшенням вологості (ступінь сухості вологої пари зменшується). В цьому процесі робота $l = 0$, тому у відповідності з першим законом термодинаміки питома теплота

$$q_v = \Delta u = u_2 - u_1. \quad (4.24)$$

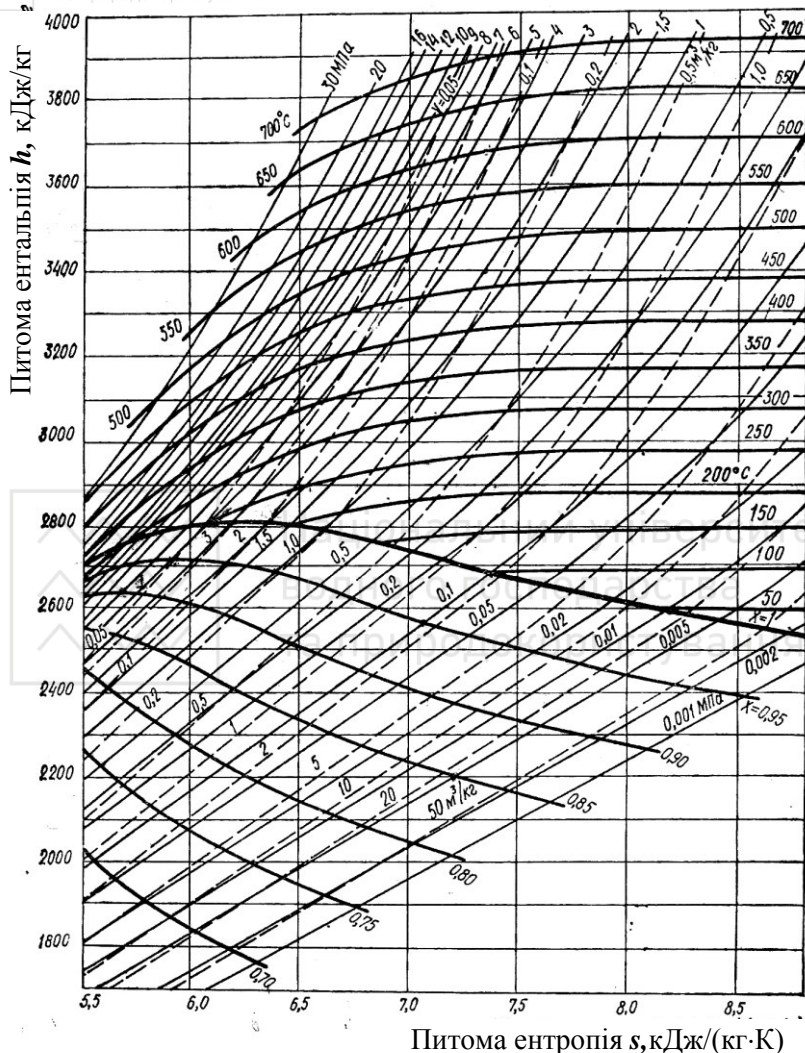


Рис. 4.5. Робоча частина h - s діаграми водяної пари

Оскільки значення питомої внутрішньої енергії в довідникових таблицях не наводять, то їх не можливо отримати безпосередньо з діаграми h - s (рис. 4.6в), тому використовують формулу (4.4) і записують



$$q = \Delta u = (h_2 - p_2 v) - (h_1 - p_1 v); \quad (4.25)$$

або

$$q = h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1). \quad (4.26)$$

Ізобарний процес наведений на рис 4.7. Вже неодноразово відзначалося, що в області вологої пари (двохфазного стану) ізобара співпадає з ізотермою і в $h-s$ діаграмі зображується прямою, а в області перегрітої пари – кривою з опуклістю до низу.

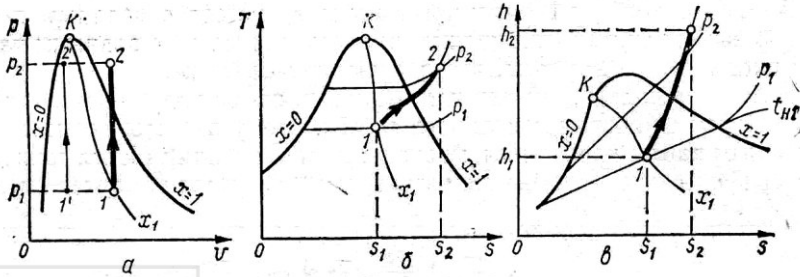


Рис 4.6. Графіки ізохорного процесу з водяною парою: а) в $p-v$ координатах; б) в $T-s$ координатах; в) на $h-s$ діаграмі

Зміна питомої внутрішньої енергії пари

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p v_2) - (h_1 - p v_1), \quad (4.27)$$

або

$$\Delta u = u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - p (v_2 - v_1). \quad (4.28)$$

Питома робота, яка виконується в процесі

$$l_p = p (v_2 - v_1). \quad (4.29)$$

Питома теплота в процесі згідно формулі (4.5)

$$q_p = h_2 - h_1. \quad (4.30)$$

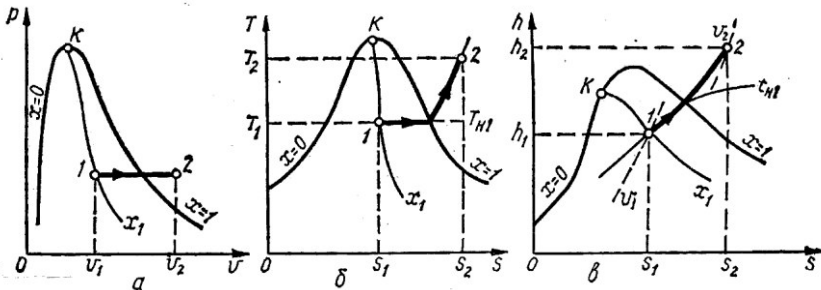


Рис. 4.7. Графіки ізобарного процесу з водяною парою: а) в $p-v$ координатах; б) в $T-s$ координатах; в) на $h-s$ діаграмі



Ізотермічний процес показано на рис 4.8. Ізотерма в області насиченої пари співпадає з ізобарою і питома ентальпія пари змінюється в значній мірі. У відмінність від ідеального газу у водяної пари в ізотермічному процесі виникає зміна питомої внутрішньої енергії, причому

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1), \quad (4.31)$$

або

$$\Delta u = u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (4.32)$$

Питому теплоту в цьому процесі зручно знаходити так

$$q_T = T(s_2 - s_1). \quad (4.33)$$

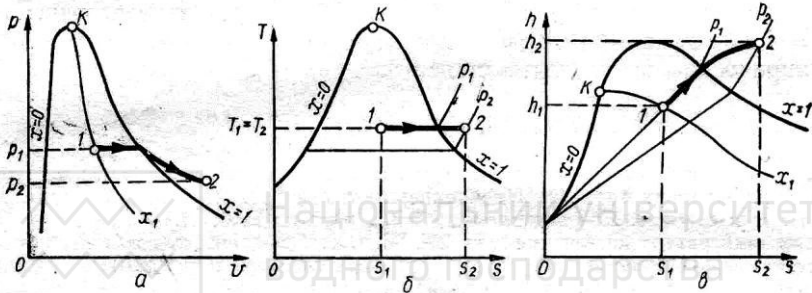


Рис. 4.8. Графіки ізотермічного процесу з водяною парою: а) в $p-v$ координатах; б) в $T-s$ координатах; в) на $h-s$ діаграмі

Питома робота, яка виконується в процесі, визначається на основі першого закону термодинаміки

$$l_T = q_T - \Delta u. \quad (4.34)$$

Адіабатний (ізоентронічний) процес показаний на рис. 4.9.

При адіабатному процесі розширення пари її тиск і температура понижуються і, як це виходить з графіків, перегріта пара стає сухою насиченою (точка 1'), а потім вологою парою (точка 2).

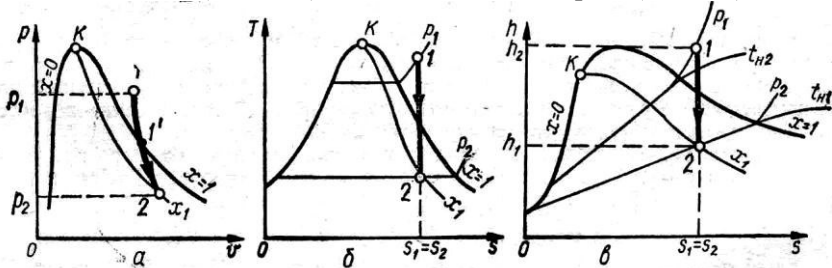


Рис. 4.9. Графіки адіабатного процесу з водяною парою: а) в $p-v$ координатах; б) в $T-s$ координатах; в) на $h-s$ діаграмі



В цьому процесі $dq = 0$ і питома робота розширення здійснюється за рахунок зміни внутрішньої енергії пари

$$l_s = \Delta u = u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2). \quad (4.35)$$

Адіабатний процес з водяною парою наближено може бути описаний емпіричним рівнянням $pv^k = \text{const}$, яке за виглядом не відрізняється від рівняння адіабати для ідеального газу. В випадку сухої пари показник адіабати $k = 1,135$; а в випадку перегрітої пари $-k = 1,3$ (цей показник не дорівнює відношенню c_p/c_v , а є лише емпіричним показником степеня).

Приклади розв'язання задач

Задача 4.1.

Визначити стан водяної пари, якщо її тиск 0,6 МПа, а питомих об'єм $v = 0,3 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Дано:

$$p = 0,6 \text{ МПа};$$

$$v = 0,3 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$x = ?$$

Розв'язання

1.3 таблиці 7 додатка заданому тиску відповідає питомих об'єм $v'' = 0,3156 \text{ м}^3/\text{кг}$. Таким чином, для заданого стану $v'' > v$, тому пара є вологою. Ступінь сухості пари з рівняння (4.14)

$$x = (v_x - v')/(v'' - v'), \text{ де } v_x = v = 0,3 \text{ м}^3/\text{кг} \text{ і згідно таблиці 7 додатка } v' = 0,0011009 \text{ м}^3/\text{кг}. \text{ Тоді } x = (0,3 - 0,0011009)/(0,3156 - 0,0011009) = 0,95;$$

або за наближеною формулою (5.16) $x = v_x/v'' = 0,3 / 0,3156 = 0,95$.

Таким чином, розрахунок за наближеною формулою для даного випадку досить точний.

Відповідь: $x = 0,95$.

Задача 4.2.

Визначити внутрішню енергію сухої насиченої пари при тиску 3 МПа.

Дано:

$$p = 3 \text{ МПа} = 3000 \text{ кПа}$$

$$u'' = ?$$

Розв'язання

1.3 формули для визначення ентальпії $h'' = u'' + pv''$ внутрішня питома енергія сухої

насиченої пари $u'' = h'' - pv''$.

Згідно таблиці 7 додатка заданому тиску відповідає питомих об'єм $v'' = 0,06663 \text{ м}^3/\text{кг}$ і ентальпія $h'' = 2803,1 \text{ кДж/кг}$.

Отже, $u'' = 2803,1 - 3000 \cdot 0,06663 = 2603,2 \text{ кДж/кг}$.

Відповідь: $u'' = 2603,2 \text{ кДж/кг}$.

Задача 4.3.

Визначити кількість теплоти, яка витрачається на перегрів 1 кг сухої насиченої пари при тиску 6 МПа до температури 350°C.



Дано:

$$p = 6 \text{ МПа} = 6000 \text{ кПа}$$

$$t_{\text{пер}} = 350^\circ\text{C}.$$

$$q_{\text{пер}} = ?$$

Розв'язання

1.3 таблиці 7 додатка $h'' = 2784,4 \text{ кДж/кг}$, а з діаграми $h-s$ при ізобарному процесі $h = 3040 \text{ кДж/кг}$.

2. Згідно формули (4.19) питома теплота перегріву

$$q_{\text{пер}} = h - h'' = 3040 - 2784,4 = 255,6 \text{ кДж/кг}.$$

Відповідь: $q_{\text{пер}} = 255,6 \text{ кДж/кг}$.

Задача 4.4.

Водяна пара, початковий тиск якої $p_1 = 0,2 \text{ МПа}$ і температура $t = 250^\circ\text{C}$, ізотермічно стискається до зменшення об'єму в три рази. Визначити термічні параметри початкового і кінцевого станів пари, зміну її питомих параметрів і енергетичні характеристики процесу (питома робота і теплоту).

Дано:

$$p_1 = 0,2 \text{ МПа} = 200 \text{ кПа}$$

$$t_{\text{пер}} = 250^\circ\text{C}.$$

$$v_1 = ?; h_1 = ?; s_1 = ?;$$

$$u_1 = ?; v_2 = ?; x_2 = ?; p_2$$

$$= ?; h_2 = ?; s_2 = ?;$$

$$\Delta h = ?; ?; \Delta u = ?;$$

$$\Delta s = ?; q = ?; l = ?.$$

Розв'язання

1. 3 діаграми $h-s$ для перегрітої пари при $p_1 = 0,2 \text{ МПа}$ і $t = 250^\circ\text{C}$ знаходимо $v_1 = 0,11 \text{ м}^3/\text{кг}$; $h_1 = 2900 \text{ кДж/кг}$ і $s_1 = 6,55 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$. Тоді

$$u_1 = h_1 - p v_1 = 2900 - 200 \cdot 0,11 = 2878 \text{ кДж/кг}.$$

Питомий об'єм газу в кінцевому стані

$$v_2 = v_1/3 = 0,11/3 = 0,0367 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

3 таблиці 8 додатка для насиченої водяної пари при $t_n = 250^\circ\text{C}$ визначаємо $v' = 0,0012512 \text{ м}^3/\text{кг}$ і $v'' = 0,05005 \text{ м}^3/\text{кг}$. Через те, що $v' < v_2 < v''$, то кінцевий стан пари знаходиться в області вологої насиченої пари зі ступенем сухості

$$x_2 = \frac{v_2 - v'}{v'' - v'} = \frac{0,0367 - 0,0012512}{0,05005 - 0,0012512} = 0,726.$$

Визначаємо решту параметрів кінцевого стану пари:

а) тиск p_2 дорівнює тиску насичення p_n , який відповідає температурі $t_n = 250^\circ\text{C}$, тобто $p_2 = p_n = 3,978 \text{ МПа}$; - згідно табл. 8 додатка.

б) ентальпія визначається залежністю $h_2 = h_c' + x_2 r$, де h_c' - ентальпія води на лінії насичення при температурі $t_n = 250^\circ\text{C}$ - за таблицею 5 додатка $h_c' = 1050,6 \text{ кДж/кг}$, r - питома теплота пароутворення при температурі $t_n = 250^\circ\text{C}$ - за таблицею 6 додатка $r = 1715,8 \text{ кДж/кг}$, тобто

$$h_2 = 1050,6 + 0,726 \cdot 1715,8 = 2296,2 \text{ кДж/кг}.$$

в) ентропія визначається формулою $s_2 = s''x + s'(1-x)$, де s'' і s' - відповідно ентропії насиченої пари і киплячої води при температурі $t_n = 250^\circ\text{C}$ - за таблицею 8 додатка $s'' = 6,0721 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$ і $s' = 2,7934 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$, тоді $s_2 = 6,0721 \cdot 0,726 + 2,7934(1-0,726) = 5,1714 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$.

г) внутрішня енергія

$$u_2 = h_2 - p_2 v_2 = 2296,2 - 3,978 \cdot 10^3 \cdot 0,0367 = 2150,2 \text{ кДж/кг}.$$



Зміна питомих параметрів пари:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = 2296,2 - 2900 = -603,8 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = 2150,2 - 2878 = -727,8 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = 5,1714 - 6,55 = -1,3784 \text{ кДж/кг}.$$

Питома кількість теплоти в процесі

$$q = T\Delta s = 523 (-1,3784) = -723,85 \text{ кДж/кг};$$

Питома робота в процесі

$$l = q - \Delta u = -723,85 - (-727,8) = 3,95 \text{ кДж/кг}.$$

Відповідь: $v_1 = 0,11 \text{ м}^3/\text{кг}$; $h_1 = 2900 \text{ кДж/кг}$; $s_1 = 6,55 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$;

$$u_1 = 2878 \text{ кДж/кг}; v_2 = 0,0367 \text{ кг/м}^3; x_2 = 0,726; p_2 = 3,978 \text{ МПа};$$

$$h_2 = 2296,2 \text{ кДж/кг}; s_2 = 5,1714 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}; \Delta h = -603,8 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta u = -727,8 \text{ кДж/кг}; \Delta s = -1,3784 \text{ кДж/кг}; q = -723,85 \text{ кДж/кг};$$

$$l = 3,95 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 4.5.

Перегріта пара, початковий тиск і температура якої $p_1 = 3 \text{ МПа}$, $t_1 = 350^\circ\text{C}$, адіабатно розширюється до тиску $p_2 = 0,2 \text{ МПа}$. Користуючись h - s діаграмою, визначити параметри станів (v_1 , h_1 , t_2 , v_2 , x_2), та зміну питомої внутрішньої енергії в цьому процесі.

Дано:

$$p_1 = 3 \text{ МПа} = 3000 \text{ кПа}$$

$$t_1 = 350^\circ\text{C};$$

$$p_2 = 0,2 \text{ МПа}.$$

$$v_1, h_1, t_2, v_2, x_2, l, \Delta u$$

Розв'язання

1. На діаграмі h - s в місці перетину ізобари $p_1 = 3 \text{ МПа}$ і ізотерми $t_1 = 350^\circ\text{C}$ знаходимо точку 1, рис. 4.10, яка характеризує початковий стан пари; цьому стану на осі ординат відпові-

дає питома ентальпія $h_1 = 3110 \text{ кДж/кг}$. Адіабатний процес буде відображатися вертикальною прямою ($s = \text{const}$) до перетину з ізобарою $p_2 = 0,2 \text{ МПа}$. Точка 2 характеризує кінцевий стан пари, де $x_2 = 0,93$ і $h_2 = 2552 \text{ кДж/кг}$.

2. Температура в точці 2 визначається ізотермою, яка проходить через цю точку, тобто ізотермою, що проходить через точку перетину ізобари $p_2 = 0,2 \text{ МПа}$ з пограничною кривою $x = 1$ ($t_2 = 120^\circ\text{C}$).

3. Питомі об'єми v_1 і v_2 визначаються значеннями ізохор, які проходять через точки 1 і 2, тобто $v_1 = 0,09 \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_2 = 0,83 \text{ м}^3/\text{кг}$. Зміна питомої внутрішньої енергії

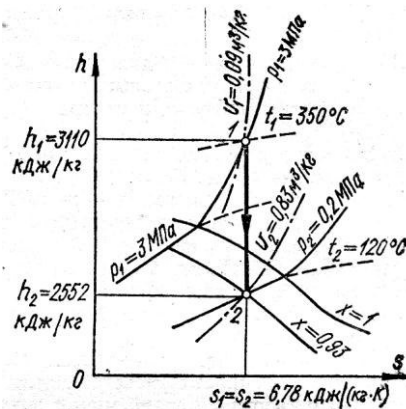


Рис. 4.10. До прикладу 4.5



в процесі на основі залежності $h = u + pv$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1) = (2552 - 0,2 \cdot 10^6 \cdot 0,83/10^3) - (3100 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0,09/10^3) = -444 \text{ кДж/кг.}$$

Питома робота в процесі $l = -\Delta u = 444 \text{ кДж/кг/}$

Відповідь: $v_1 = 0,09 \text{ м}^3/\text{кг}$; $h_1 = 3100 \text{ кДж/кг}$; $t_2 = 120 \text{ }^\circ\text{C}$; $v_2 = 0,83 \text{ м}^3/\text{кг}$;
 $\Delta u = -444 \text{ кДж/кг}$; $l = 444 \text{ кДж/кг}$.

Задача 4.6.

На кожен 1 кг палива, що спалюється в паровому котлі, виробляється 8 кг сухої насиченої пари з тиском 12 бар при температурі живильної води $40 \text{ }^\circ\text{C}$. Скільки кілограмів пари при тиску 20 бар і температурі живильної води $10 \text{ }^\circ\text{C}$ виробить котел на кожний 1 кг того ж спаленого палива.

Дано:

$G_1 = 8 \text{ кг}$;
 $p_1 = 12 \text{ бар}$;
 $t_1 = 40^\circ\text{C}$;
 $p_2 = 20 \text{ бар}$;
 $t_2 = 10^\circ\text{C}$.
 $G_2 = ?$

Розв'язання

1. Кількість теплоти, яка витрачається на отримання 8 кг пари при тиску $p_1 = 12 \text{ бар} = \text{const}$, визначається за залежністю $Q = G_1(h_{12}'' - h_{40}')$, де h_{12}'' – ентальпія насиченої пари при тиску $p_1 = 12 \text{ бар}$ – таблиця 7 додатка $h_{12}'' = 2783 \text{ кДж/кг}$; h_{40}' – ентальпія живильної води при температурі $t_1 = 40^\circ\text{C}$ – таблиця 8 додатка $h_{40}' = 167,51 \text{ кДж/кг}$. $Q = 8(2783 - 167,51) = 20925 \text{ кДж}$.

2. Для отримання 1 кг сухої насиченої пари тиском 20 бар необхідно витратити кількість теплоти за залежністю $q = h_{20}'' - h_{10}'$, де h_{20}'' – ентальпія насиченої пари при тиску $p_2 = 20 \text{ бар}$ – таблиця 7 додатка, $h_{20}'' = 2799,2 \text{ кДж/кг}$; h_{10}' – ентальпія киплячої води при температурі $t = 10^\circ\text{C}$ – таблиця 8 додатка $h_{10}' = 42,04 \text{ кДж/кг}$, тоді $q = 2799,2 - 42,04 = 2757,16 \text{ кДж/кг}$.

3. Отже, за рахунок теплоти Q отримано пари

$$G_2 = Q/q = 20925 / 2757,16 = 7,6 \text{ кг.}$$

Відповідь: $G_2 = 7,6 \text{ кг}$.

Задача 4.7.

Перегріта пара з абсолютним тиском 20 бар і температурою $400 \text{ }^\circ\text{C}$ при постійному об'ємі, який дорівнює 1 м^3 , зволожується до степні сухості 0,9. Визначити кількість відведеної теплоти, зміну внутрішньої енергії і зміну ентропії в процесі, а також температуру пари в кінці процесу.

Дано:

$p_1 = 20 \text{ бар}$;
 $t_1 = 400^\circ\text{C}$;
 $V_1 = 1 \text{ м}^3$;
 $x = 0,9$.
 $Q_{1-2} = ?$; $\Delta s = ?$
 $\Delta u = ?$; $t_2 = ?$

Розв'язання

1. З діаграми $h-s$ при ізохорному процесі для точки 1 з координатами $p_1 = 20 \text{ бар}$, $t_1 = 400^\circ\text{C}$ знаходимо $h_1 = 3285 \text{ кДж/кг}$; $s_1 = 7,12 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$; $v_1 = 0,16 \text{ м}^3/\text{кг}$. Переміщуючись по ізохорі до степені сухості $x=0,9$; знаходимо точку 2, яка визначає наступні параметри кінцевого стану процесу: $h_2 = 2580 \text{ кДж/кг}$;
 $s_2 = 6,1 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$; $v_2 = 0,16 \text{ м}^3/\text{кг}$; $p_2 = 12 \text{ бар}$; $t_2 = 188^\circ\text{C}$.



2. Маса 1 м³ газу $M = V_1 / v_1 = 1/0,16 = 6,25$ кг.

3. Кількість відведеної теплоти, яке в цьому процесі дорівнює внутрішній енергії, визначається для 1 кг пари за формулою (4.25)

$$q = \Delta u = h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1) = 2580 - 3285 - 0,16(12 - 20) \cdot 10^2 = -577 \text{ кДж/кг.}$$

Тоді відведена теплота для $M = 6,25$ кг пари становить

$$Q_{1-2} = Mq = 6,25 \cdot (-577) = -3606 \text{ кДж.}$$

4. Зміна ентропії в процесі для 1 кг пари

$$\Delta s = s_2 - s_1 = 6,1 - 7,12 = -1,02 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$$

Або для всієї маси пари $\Delta S = M \Delta s = 6,25 \cdot (-1,02) = -6,375 \text{ кДж/K.}$

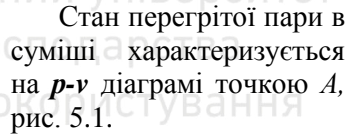
Відповідь: $Q_{1-2} = -3606 \text{ кДж; } \Delta S = -6,375 \text{ кДж/K.}$

Контрольні питання

1. Яке найпростіше рівняння стану реального газу?
2. Що таке насичена і перегріта пара? Які бувають види насиченої пари?
3. Чи є тиск і температура в процесі кипіння речовини незалежними?
4. Що називається ступенем сухості пари?
5. Чим характеризується критичний стан води?
6. Чим відрізняється ентальпія пари від теплоти пари?
7. Яким явищем супроводжується перетворення води у перегріту пару?
8. Як практично визначаються питомий об'єм, ентальпія і ентропія води і водяної пари?
9. Як побудувати діаграму $h-s$ для водяної пари?

5.1. Основні визначення і характеристики вологого повітря

В атмосферному повітрі, як правило, пара знаходиться під невеликим тиском і в перегрітому стані. Тому вологе повітря розглядають як суміш ідеальних газів, за винятком можливості конденсації водяної пари (фазове перетворення).

$$p = p_{\text{cap}} = p_{cn} + p_n, \quad (5.1)$$


При заданих температурах і тиску вологого повітря завжди існує такий стан, коли в ньому вміщується максимально можлива в цих умовах кількість водяної пари. Цьому стану на $p-v$ діаграмі буде відповідати точка B , де водяна пара є сухою на-

сиченою. При цьому густина водяної пари буде максимальною $\rho_n^{\max}$ і рівною густині сухої насиченої пари ρ_n при заданій темпе-



ратурі вологого повітря t , тобто згідно з таблицею насиченої пари

$$\rho_n^{\max} = \rho'' = \rho_n.$$

Суміш сухого повітря і сухої насиченої водяної пари називається *насиченим вологим повітрям*. Таким чином, точка B на рис. 5.1 відповідає максимально можливій кількості водяної пари у вологому повітрі при даній температурі і є межею насичення.

Процес насичення може відбуватися і при незмінній кількості водяної пари, якщо охолоджувати насичене вологе повітря при постійному парціальному тискові пари p_n (процес $A-C$). В точці C пара стає насиченою, і при подальшому незначному зниженні її температури утворюється туман (виникає випадіння роси). Температура, до якої необхідно охолодити вологе повітря при постійному тиску, щоб воно стало насиченим, називається *температурою точки роси* t_p .

Щоб охарактеризувати пароповітряну суміш, необхідно знати її склад. Стан вологого повітря визначається його відносною вологістю і вологовмістом. Розрізняють абсолютну і відносну вологість.

Абсолютною вологістю повітря, або масовою концентрацією водяної пари в повітрі, називається кількість водяної пари, яка приходить на 1 м^3 вологого повітря, тобто

$$M_n/V_{en} = M_n/V_n = \rho_n \quad (5.2)$$

Оскільки об'єм вологого повітря V_{en} дорівнює об'єму пари V_n , то абсолютна вологість повітря чисельно дорівнює густині пари ρ_n , яка в ньому вміщується.

Відношення абсолютної вологості ρ_n до максимально можливої абсолютної вологості $\rho_n^{\max} = \rho_n$, яка відповідає температурі t_n , характеризує ступінь насичення і називається *відносною вологістю повітря*, тобто

$$\varphi = \rho_n / \rho_n^{\max} = \rho_n / \rho_n. \quad (5.3)$$

Відносна вологість змінюється 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 при тій же температурі.

З урахуванням того, що водяна пара в повітрі відповідає рівнянню стану ідеальних газів, то для перегрітої пари $p_n v_n = R_n T$. Для



сухої насиченої пари при такій же температурі $p_n v'' = R_n T$. Зі співставлення цих рівнянь маємо $p_n v_n = p_n v''$.

Поділивши цей вираз на $p_n v_n$, отримаємо

$$\frac{p_n}{p_n} = \frac{v''}{v_n} = \frac{\rho_n}{\rho''} = \frac{\rho_n}{\rho_n}, \quad (5.4)$$

отже

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n} = \frac{\rho_n}{\rho_n}. \quad (5.5)$$

Парціальний тиск в стані насичення p_n знаходять з таблиць для насиченої пари при температурі $t_n = t_{\text{ен}}$. Парціальний тиск p_n також визначається за цими таблицями, знаючи температуру точки роси t_p .

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, яка приходить на 1 кг сухого повітря, називається *питомим вологовмістом*.

$$d = M_n / M_{cn} = \rho_n / \rho_{cn}. \quad (5.6)$$

При введеному припущенні про ідеальність водяної пари і сухого повітря можна записати

$$p_n V_n = M_n R_n T_n; \quad p_{cn} V_{cn} = M_{cn} R_{cn} T_{cn}.$$

Вважаючи, що $V_n = V_{cn}$ і $T_n = T_{cn}$, отримаємо

$$d = M_n / M_{cn} = R_{cn} p_n / (R_n p_{cn}) = 287 p_n / (462 p_{cn}) = 0,622 p_n / p_{cn}. \quad (5.7)$$

Якщо врахувати, що $p = p_{cn} + p_n$ і $p_n = \varphi p$, то

$$d = 0,622 \varphi p_n / (p - \varphi p_n). \quad (5.8)$$

Питомий вологовміст насиченого повітря ($\varphi = 1$)

$$d_s = 0,622 p_n / (p - p_n).$$

Значення d , які виражені в кілограмах пари на 1 кг сухого повітря, малі, тому в практичних розрахунках вологовміст d наводять в грамах вологи на кілограм сухого повітря, тобто

$$d = 622 \varphi p_n / (p - \varphi p_n). \quad (5.9)$$

Густину вологого повітря $\rho_{\text{ен}}$ визначають як суму густини пари ρ_n і сухого повітря ρ_{cn} при їх парціальних тисках

$$\rho_{\text{ен}} = \rho_{cn} + \rho_n. \quad (5.10)$$

Якщо $d = \rho_n / \rho_{cn}$, то

$$\rho_{\text{ен}} = \rho_{cn} (1 + d) = \rho_n (1 + d) / d \quad (5.11)$$



Питома теплоємність вологого повітря, віднесена до 1 кг сухого повітря, визначається як сума:

$$c_{p\,вн} = c_{p\,сн} + d\,c_{p\,н}$$

де $c_{p\,сн}$ – питома теплоємність сухого повітря, $c_{p\,н}$ – питома теплоємність водяної пари.

Питому ентальпію вологого повітря H 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

$$H = h_{сн} + h_n d = c_{p\,сн} t + h_n d. \quad (5.12)$$

При температурах і тисках, які застосовуються в сушильних установках, наближено вважають теплоємність сухого повітря $c_{p\,сн} = 1$ кДж/(кг К), а питому ентальпію водяної перегрітої пари $h_n = (r + c_{pн} t)$ кДж/кг. Тоді при малих тисках питома теплота пароутворення $r = 2500$ кДж/кг, питома теплоємність перегрітої пари $c_{pн} = 1,9$ кДж/кг і вираз (5.12) приймає вигляд

$$H = t + (2500 + 1,9 t) d. \quad (5.13)$$

Ентальпія насиченого вологого повітря ($d = d_s$)

$$H_{енс} = t + (2500 + 1,9 t) d_s.$$

Ентальпія пересиченого вологого повітря ($d > d_s$) з краплями води (туманом)

$$H_{енн} = t + (2500 + 1,9 t) d_s + 4,19(d - d_s).$$

Ентальпія пересиченого вологого повітря ($d > d_s$) з кристалами льоду

$$H_{енл} = t + (2500 + 1,9 t) d_s + (d - d_s) h_n,$$

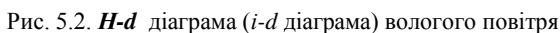
де $h_n = -r + c_{л} t \cong -335 + 2,1 t$ – ентальпія льоду (теплоту перетворення льоду приймаємо від'ємною), кДж/кг.

Точку роси визначають з рівняння (5.8). Взявши $\varphi = 1$ і розв'язавши це рівняння відносно p_n , знайдемо пружність насиченої пари рідини, що відповідає точці роси:

$$p_n = p_{т.р} = \frac{d \cdot p}{0,622 + d}.$$

5.2. H - d діаграма (i - d діаграма) вологого повітря

Визначення параметрів вологого повітря, дослідження процесів з ним значно спрощуються і стають наочними, якщо викорис-

[illegible]

Для зручності вісь абсцис напрямлена під кутом 135° до осі ординат. Тому лінії $H = const$ опиняються нахиленими під кутом



45° до горизонту. Щоб скоротити розміри діаграми, значення вологовмісту d з осі абсцис перенесено на горизонтальну умовну вісь $0-0'$.

На діаграму наносять сітку ізотерм, які побудовані за формулою (5.13). Ці ізотерми являють собою прямі лінії, кутовий коефіцієнт яких визначається рівнянням $\partial H / \partial d = 2500 + 1,9 t$. На кожній ізотермі знаходять точки з однаковими значеннями відносної вологості повітря φ . З'єднавши їх, отримують сітку кривих $\varphi = \text{const}$.

Крива $\varphi = 100\%$ зображує стан вологого насиченого повітря і є граничною кривою. Вона розділяє область ненасиченого вологого повітря (зверху) і область пересиченого повітря (знизу), в якій волога частково знаходиться в крапельному (або твердому – сніг, лід) стані.

H-d діаграму будують, як правило, для тиску вологого повітря $p \approx 99$ кПа, що відповідає середньому річному барометричному тиску в центральних районах держави.

Лінії $\varphi = \text{const}$ піднімаються до ізотерми 99,4°C (температура насичення при $p = 99$ кПа), після чого стають майже вертикальними, тому, що при $t > t_n$ відносна вологість повітря φ залежить лише від вологовмісту d . Дійсно, при $t > t_n$ парціальний тиск пари $p_n = \varphi p$. Тоді

$$d = 0,622 \varphi p / (p - \varphi p) = 0,622 \varphi / (1 - \varphi), \quad (5.14)$$

або

$$\varphi = d / (d + 0,622). \quad (5.15)$$

Отже, при $d = \text{const}$ і $\varphi = \text{const}$.

В нижній частині діаграми за формулою (5.7) побудована лінія парціального тиску пари $p_n = f(d)$.

Стан вологого повітря (точка A) визначають за якими-небудь двома параметрами (φ і t або p_n і t), після чого легко знайти H і d . Для цього ж стану встановлюють і температуру точки роси, для чого необхідно з точки A провести вертикаль ($d = \text{const}$) до перетину з лінією $\varphi = 100\%$. Тоді ізотерма, яка проходить через точку перетину A' , буде відповідати температурі точки роси t_p .

Вихідними для визначення параметрів стану вологого повітря за **H-d** діаграмою слугують покази сухого і вологого термометрів, які в комплексі утворюють прилад, що називається *психрометром*.



Ртутний шарик вологого термометра обертають тканиною, яка насичена водою. При обдуванні цього термометра повітрям виникає випаровування води з поверхні вологої тканини, внаслідок чого її температура буде знижуватися до тих пір, поки не встановиться рівновага за рахунок притоку теплоти з оточуючих шарів повітря. Усталена температура буде більшою температури точки роси, але меншою температури оточуючого повітря (сухого термометра). Цю усталену температуру води називають *температурою вологого термометра* t_m . Різниця між температурами сухого (t_c) і вологого (t_m) термометрів є мірою кількості водяної пари в суміші. Якщо повітря насичене водяною паром, то $t_c = t_m$. Залежність волого вмісту повітря d від температур t_c і t_m встановлюється експериментально і складаються спеціальні психометричні таблиці або діаграми.

Якщо припустити, що температура вологої поверхні дорівнює 0°C , то випаровування буде здійснюватися тільки за рахунок теплоти вологого повітря, температура якого знижується, а вологовміст підвищується. Проте ентальпія вологого повітря залишається незмінною ($H = \text{const}$), тому, що частина її, яка витрачається на випаровування вологи, повертається назад у вологе повітря з водою, що випаровувалася, тобто даний процес проходить без зовнішнього теплообміну. В цьому розумінні процес насичення повітря вважають адиабатним. Тому температуру, яку набуває повітря в кінці процесу насичення ($\varphi = 100\%$), називають *температурою адиабатного насичення*. При вказаних припущеннях ця температура дуже близька до температури вологого термометра.

Отже, в ***H-d*** діаграмі процес адиабатного зволоження буде проходити за лінією $H = \text{const}$ (процес *c-k* на рис. 5.2). Межею адиабатного зволоження повітря буде температура, яка відповідає його повному насиченню ($\varphi = 100\%$).

Якщо випаровування здійснюється з поверхні рідини, температура якої $t_{\text{рід}} > 0^\circ\text{C}$, то цей процес проходить не по лінії $H = \text{const}$, а по лінії $t_m = \text{const}$, яка є геометричним місцем точок з однаковою температурою мокрого термометра. Лінії $t_m = \text{const}$ проходять дещо нижче лінії $H = \text{const}$.

Покази психометра дають можливість за ***H-d*** діаграмою визначити відносну вологість і інші характеристики вологого повітря. Для цього необхідно за показами вологого термометра знайти



ізотерму $t_{мз}$, яка на перетині з кривою $\varphi = 100 \%$ дасть точку K . Проводячи з цієї точки пряму $H = const$ до перетину з ізотермою t_c , отримаємо шукану точку, яка відповідає стану вологого повітря і яка визначає усі параметри вологого повітря (φ, d, H, p_n) в приміщенні.

5.3. Основні процеси з вологим повітрям

H-d діаграма широко застосовується при розрахунках процесів, які забезпечують сушку різноманітних матеріалів і виробів, кондиціонування повітря, вентиляцію і опалення. Розглянемо деякі з них.

Процес нагрівання повітря на ***H-d*** діаграмі зображується вертикальною лінією $d = const$, оскільки кількість водяної пари в повітрі при його підігріванні не змінюється (лінія AB на рис 5.2). Стан вологого повітря після підігрівання (точка B) визначають за температурою повітря після підігрівника.

Процес охолодження повітря проходить також без зміни його вологовмісту, якщо при охолодженні повітря не стає насиченим (лінія CD на рис. 5.2). Якщо охолодження повітря відбувається до стану повного насичення з $\varphi = 100 \%$ (лінія CE), то перетин лінії $d = const$ з лінією $\varphi = 100 \%$ (точка E) визначає температуру точки роси. В цьому стані водяна пара у вологому повітрі стає насиченою. Подальше охолодження повітря нижче точки роси (лінія EF) призводить до конденсації частини водяної пари, тобто до осушення вологого повітря. Кількість сконденсованої вологи визначається різницею вологовмісту в точках E і F .

Процес змішування вологого повітря зводиться до наступного. Якщо в камеру змішування поступають два потоки вологого повітря масою M_1 і M_2 , стан яких характеризується в точках 1 і 2, рис. 5.3, параметрами d_1, H_1, t_1 і d_2, H_2, t_2 , то стан вологого повітря після змішування встановлюють на основі рівняння теплового балансу

$$M_1 H_1 + M_2 H_2 = (M_1 + M_2) H_{сум} \quad (5.16)$$

і рівняння балансу вологи

$$M_1 d_1 + M_2 d_2 = (M_1 + M_2) d_{сум} \quad (5.17)$$

Вирішивши ці рівняння відносно $H_{сум}$ і $d_{сум}$, отримаємо

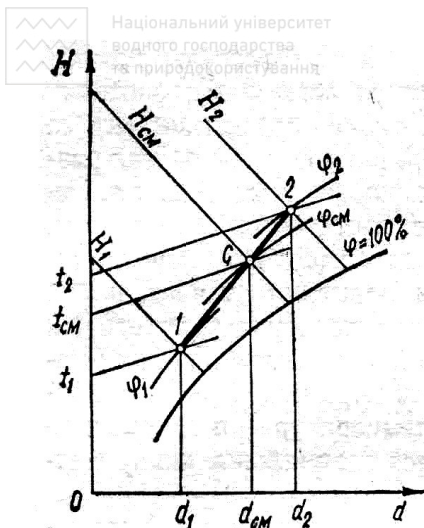


Рис. 5.3. Змішування вологого повітря в H - d діаграмі

$$H_{\text{сум}} = (M_1 H_1 + M_2 H_2) / (M_1 + M_2), \quad (5.18)$$

$$d_{\text{сум}} = (M_1 d_1 + M_2 d_2) / (M_1 + M_2). \quad (5.19)$$

Після перетворення цих виразів запишемо

$$(d_2 - d_{\text{сум}}) / (d_{\text{сум}} - d_1) = M_1 / M_2. \quad (5.19a)$$

Отже, процес змішування зображується на рис. 5.3 прямою лінією, яка проходить через точки 1 і 2. Якщо відстань між ними розділити зворотно-пропорційно масам змішуваного повітря M_1 і M_2 , то отримаємо точку C , що характеризує стан суміші вологого повітря з параметрами $H_{\text{сум}}$ і $d_{\text{сум}}$.

Процес видалення вологи з матеріалу шляхом підведення до нього теплоти називається *сушінням*.

Здійснюється він в сушильних установках, з яких найбільш поширеніші *конвекційні сушарки*, де теплота до висушуваного матеріалу від газоподібного теплоносія передається конвекцією. В якості теплоносія використовується в основному попередньо нагріте повітря.

Основними елементами конвекційної сушарки, рис. 5.4, являються вентилятор 1 для подачі повітря, калорифер 2- пристрій для нагрівання повітря і сушильна камера 3, в якій відбувається процес випаровування вологи з висушуваного матеріалу або виробу.

Розглянемо процеси, які виникають в так званій *теоретичній сушарці*, тобто в сушарці, що не має втрат теплоти в оточуюче середовище. З попереднього матеріалу відомо, що процес підігрівання повітря в калорифері проходить при $d = \text{const}$ і зображується вертикальною прямою 1-2, рис. 5.4. Різниця ординат $H_2 - H_1$ відповідає витраті тепла на підігрів $(1+d)$ кг вологого повітря. Після калорифера нагріте повітря поступає в сушильну камеру, де воно використовується для випаровування вологи з висушуваного матеріалу і при цьому зволожується.

Процес адиабатного зволоження повітря в сушильній камері теоретично проходить за лінією $H = \text{const}$ (лінія 2-3). Різниця воло-

говмістів d_3-d_2 визначає кількість вологи, яка була випарувана 1 кг сухого повітря. Вочевидь, що для випаровування 1 кг вологи маса сухого повітря

(в кілограмах) повинна складати

$$M_{cn} = 1000/(d_3-d_2), \quad (5.20)$$

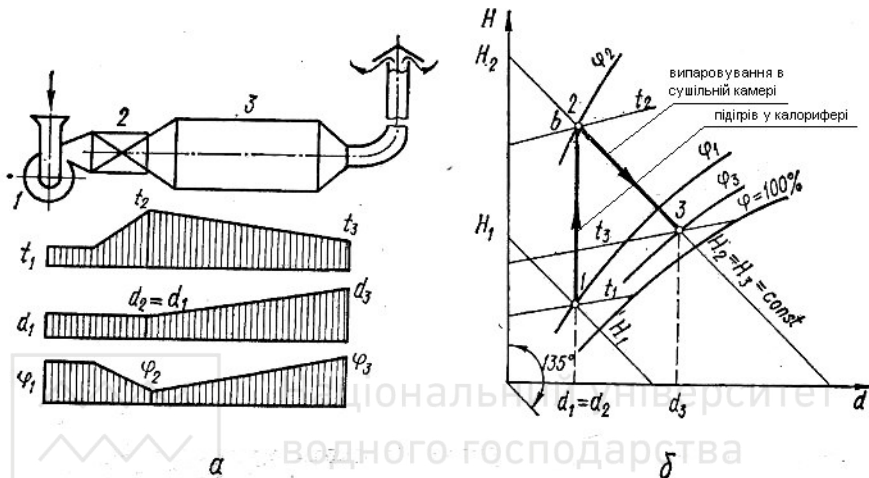


Рис. 5.4. Схема конвекційної сушарки (а) і процеси в теоретичній сушарці на H - d діаграмі (б)

а витрата теплоти (в кілоджоулях на кілограм випаруваної вологи) визначається виразом

$$q = M_{cn}(H_2 - H_1). \quad (5.21)$$

Приклади розв'язання задач

Задача 5.1.

Визначити абсолютну вологість повітря, якщо парціальний тиск пари в ньому 0,016 МПа, а температура 70°C.

Дано:
 $p_n = 0,016$ МПа
 $t = 70^\circ\text{C}$.
 $\rho_n = ?$

Розв'язання

1.3 таблиці 8 додатка температурі $t = 70^\circ\text{C}$ відповідає тиск насиченої пари $p_n = 0,03116$ МПа. При $p < p_n$ пара перегріта. За h - s діаграмою водяної пари при заданих параметрах $p_n = 0,016$ МПа і $t = 70^\circ\text{C}$ маємо питомий

об'єм $v = 10 \text{ м}^3/\text{кг}$

Отже, абсолютна вологість $\rho_n = 1/v = 1/10 = 0,1 \text{ кг/м}^3$.

Відповідь: $\rho_n = 0,1 \text{ кг/м}^3$.

**Задача 5.2.**

Визначити вологовміст повітря при температурі 90°C і барометричному тиску 99325 Па , якщо відносна вологість повітря 60% .

Дано:

$$t = 90^{\circ}\text{C}; T = 363\text{ К};$$

$$p_{\text{бар}} = 99325\text{ Па};$$

$$\varphi = 60\%.$$

$$d = ?$$

Розв'язання

1. За формулою (5.6) вологовміст $d = \rho_n / \rho_{\text{сп}}$, а за формулою (5.5) відносна вологість $\varphi = p_n / p_n^*$, тому парціальний тиск пари $p_n = \varphi p_n^*$.

2. Значення тиску насиченої пари p_n^* при температурі $t = 90^{\circ}\text{C}$ за таблицею 8 додатка відповідно $p_n^* = 0,070011\text{ МПа}$ і тому парціальний тиск водяної пари

$$p_n = \varphi p_n^* = 0,6 \cdot 0,070011 = 0,042\text{ МПа}.$$

3. За $h-s$ діаграми для тиску перегрітої пари $p_n = 0,042\text{ МПа}$ і температури $t = 90^{\circ}\text{C}$ знаходимо $v = 4,3\text{ м}^3/\text{кг}$. Тоді густина пари

$$\rho_n = 1/v = 1/4,3 = 0,233\text{ кг/м}^3.$$

4. Парціальний тиск повітря

$$p_{\text{нов}} = p_{\text{бар}} - p_n = 99325 - 42000 = 57325\text{ Па} = 0,0573\text{ МПа}.$$

5. З характеристичного рівняння стану питомий об'єм вологого повітря

$$v_{\text{ен}} = (R_p/\mu) T/p_{\text{нов}} = (8314/29) \cdot 363/57325 = 1,815\text{ м}^3/\text{кг};$$

тому густина повітря $\rho_{\text{нов}} = 1/v_{\text{ен}} = 1/1,815 = 0,551\text{ кг/м}^3$.

6. Таким чином, вологовміст становить

$$d = \rho_n/\rho_{\text{нов}} = 0,233/0,551 = 0,423\text{ кг/кг} = 423\text{ г/кг}.$$

Відповідь: $d = 423\text{ г/кг}$.

Задача 5.3.

Зовнішнє повітря, яке має температуру 10°C і вологовміст

6 г/кг , підігрівається до температури 50°C . Визначити відносну вологість зовнішнього і підігрітого повітря. Барометричний тиск прийняти рівним $0,1\text{ МПа}$.

Дано:

$$t_1 = 10^{\circ}\text{C};$$

$$t_2 = 50^{\circ}\text{C};$$

$$p = 0,1\text{ МПа};$$

$$d = 6\text{ г/кг}.$$

$$\varphi_1 = ?; \varphi_2 = ?.$$

Розв'язання

1. Відносна вологість повітря знаходиться за формулою (5.5) $\varphi = p_n / p_n^*$, причому величина p_n^* визначається для насиченої пари за таблицею 8 додатка при температурі $t_1 = 10^{\circ}\text{C}$ і становить $p_n^* = 0,0012271\text{ МПа}$.

2. З рівняння (5.15) впливає $p_n = pd/(622+d) = 0,1 \cdot 6/(622+6) = 0,000955\text{ МПа}$, тому $\varphi_1 = 0,000955 \cdot 100/0,0012271 = 77,82\%$.

3. В процесі підігріву вологовміст повітря не змінюється. Отже, залишається незмінним і парціальний тиск пари. Тиск насичення p_n^* при температурі $t_2 = 50^{\circ}\text{C}$ за таблицею 8 додатка становить $p_n^* = 0,012335\text{ МПа}$, тому відносна вологість після підігріву

$$\varphi_2 = 0,000955 \cdot 100/0,012335 = 7,74\%.$$

Відповідь: $\varphi_1 = 77,82\%$; $\varphi_2 = 7,74\%$.



Вологе повітря при $p = 80$ кПа і $t = 30^\circ\text{C}$ має відносну вологість

$\varphi = 70\%$. Визначити інші його характеристики.

Дано:

$p = 80$ кПа;

$t = 30^\circ\text{C}$;

$\varphi = 70\%$.

$\rho_n = ?$; $p_n = ?$;

$d = ?$; $H = ?$;

$\rho_{en} = ?$; $\rho_{cn} = ?$

Розв'язання

1. За таблицею для насиченої пари 8 додатка при $t = 30^\circ\text{C}$ знаходимо $p_n = 4,241$ кПа і $v_n = 32,93$ м³/кг, тоді

$$\rho_n = 1/v_n = 1/32,93 = 0,0304 \text{ кг/м}^3.$$

2. Абсолютна вологість повітря за залежністю (5.3)

$$\rho_n = \varphi \rho_n = 0,7 \cdot 0,0304 = 0,0213 \text{ кг/м}^3,$$

а парціальний тиск водяної пари на основі (5.5)

$$p_n = \varphi p = 0,7 \cdot 4,241 = 2,97 \text{ кПа}.$$

3. Вологовміст вологого повітря за формулою (5.7)

$$d = 0,622 p_n / p_{cn} = 0,622 p_n / (p - p_n) = 0,622 \cdot 2,97 / (80 - 2,97) = 0,024 \text{ кг/(кг сп)}.$$

4. Ентальпія вологого повітря за формулою (5.13)

$$H = t + (2500 + 1,9 t) d = 30 + (2500 + 1,9 \cdot 30) \cdot 0,024 = 91,37 \text{ кДж/(кг сп)}.$$

Густина вологого повітря за виразом (5.11)

$$\rho_{en} = \rho_n (1 + d) / d = 0,0213 (1 + 0,024) / 0,024 = 0,909 \text{ кг/м}^3.$$

Густина сухого повітря з рівняння стану

$$\rho_{cn} = p / (R_{cn} T) = 80000 / (287 \cdot 303) = 0,92 \text{ кг/м}^3, \text{ що більше ніж для вологого повітря.}$$

Відповідь: $\rho_n = 0,0213$ кг/м³; $p_n = 2,97$ кПа; $d = 0,024$ кг/(кг сп);

$H = 91,37$ кДж/(кг сп); $\rho_{en} = 0,909$ кг/м³; $\rho_{cn} = 0,92$ кг/м³.

Задача 5.5.

Вологе повітря при тиску $p = 1$ бар, температурі $t_1 = 20^\circ\text{C}$, відносній вологості $\varphi_1 = 50\%$ нагрівається до $t_2 = 45^\circ\text{C}$ при постійному вологовмісті d . Визначити відносну вологість повітря φ_2 при $t_2 = 45^\circ\text{C}$.

Дано:

$p = 1$ бар;

$t_1 = 20^\circ\text{C}$;

$\varphi_1 = 50\%$;

$t_2 = 45^\circ\text{C}$.

$\varphi_2 = ?$.

Розв'язання

1. Зменшення відносної вологості відбувається за рахунок зростання тиску насиченої пари (тому що $d = \text{const}$).

Тиск насиченої пари (бар) при $t_2 = 45^\circ\text{C}$ визначається за наближеною залежністю

$$\lg p_{n2} = 5,9778 - 2224,4 / (t_2 + 273) = 5,9778 - 2224,4 / 318 = 1,017, \text{ тоді } p_{n2} = 0,0961 \text{ бар} = 0,00961 \text{ МПа}.$$

Для порівняння за таблицею 8 додатка для насиченої пари при $t_2 = 45^\circ\text{C}$ знаходимо $p_n = 0,009582$ МПа.

2. За діаграмою $H-d$ при $t_1 = 20^\circ\text{C}$; $\varphi_1 = 50\%$ знаходимо вологовміст $d_1 = 7,5 \cdot 10^{-3}$ кг/(кг сп) і парціальний тиск водяної пари $p_{n1} = 1$ кПа = 0,001 МПа.

3. Відносна вологість φ_2 при $t_2 = 45^\circ\text{C}$

$$\varphi_2 = p_{n1} / p_{n2} = 0,001 / 0,00961 = 0,104 \text{ (10,4\%)}.$$

Відповідь: $\varphi_2 = 0,104$ (10,4%).



Задача 5.6.

Температура сухого термометра $t = 35^\circ\text{C}$, температура точки роси $t_p = 20^\circ\text{C}$. Визначити відносну вологість повітря.

Дано:

$$t = 35^\circ\text{C};$$

$$t_p = 20^\circ\text{C}.$$

$$\varphi = ?.$$

Розв'язання

1. За таблицею 8 додатка для насиченої пари при $t = 35^\circ\text{C}$ знаходимо $p_{n1} = 0,005622$ МПа, а при $t_p = 20^\circ\text{C}$ відповідно $p_{n2} = 0,002337$ МПа.

2. Парціальний тиск парів p_n , дорівнює тиску насичених парів при температурі $t_p = 20^\circ\text{C}$, тобто

$$p_n = p_{n2} = 0,002337 \text{ МПа}$$

3. Відносна вологість повітря при $t = 35^\circ\text{C}$

$$\varphi = p_n / p_{n1} = 0,002337 / 0,005622 = 0,416$$

Відповідь: $\varphi = 0,416$.

Задача 5.7.

В змішувальну камеру потрапляють два потоки вологого повітря: перший – з масовою витратою $M_1 = 0,2$ кг/с, температурою $t_1 = 25^\circ\text{C}$ і відносною вологістю $\varphi_1 = 55\%$; другий – з масовою витратою $M_2 = 0,6$ кг/с, температурою $t_2 = 40^\circ\text{C}$ і відносною вологістю $\varphi_2 = 75\%$. Визначити вологовміст, ентальпію і температуру суміші.

Дано:

$$M_1 = 0,2 \text{ кг/с};$$

$$t_1 = 25^\circ\text{C};$$

$$\varphi_1 = 55\%;$$

$$M_2 = 0,6 \text{ кг/с};$$

$$t_2 = 40^\circ\text{C};$$

$$\varphi_2 = 75\%;$$

$$d_{\text{сум}} = ?;$$

$$H_{\text{сум}} = ?$$

$$t_{\text{сум}} = ?.$$

Розв'язання

1. За заданими значеннями параметрів t_1 , φ_1 і t_2 , φ_2 знаходимо початковий і кінцевий стан вологого повітря на **H-d** діаграмі:

$$d_1 = 9 \text{ г/(кг сп)}; H_1 = 48 \text{ кДж/(кг сп)};$$

$$d_2 = 36 \text{ г/(кг сп)}; H_2 = 132 \text{ кДж/(кг сп)}.$$

2. Вологовміст суміші за формулою (5.19)

$$d_{\text{сум}} = (M_1 d_1 + M_2 d_2) / (M_1 + M_2) = (0,2 \cdot 9 + 0,6 \cdot 36) / (0,2 + 0,6) = 29,25 \text{ г/(кг сп)}.$$

3. Ентальпія суміші за формулою (5.18)

$$H_{\text{сум}} = (M_1 H_1 + M_2 H_2) / (M_1 + M_2) = (0,2 \cdot 48 + 0,6 \cdot 132) / (0,2 + 0,6) = 111 \text{ кДж/(кг сп)}.$$

4. На **H-d** діаграмі стан суміші зображується точкою С, якій відповідає температура суміші $t_{\text{сум}} = 37^\circ\text{C}$.

Відповідь: $d_{\text{сум}} = 29,25 \text{ г/(кг сп)}; H_{\text{сум}} = 111 \text{ кДж/(кг сп)};$

$$t_{\text{сум}} = 37^\circ\text{C}.$$

Задача 5.8.

Атмосферне повітря, яке має температуру $t_1 = 30^\circ\text{C}$ і відносну вологість $\varphi = 50\%$, підігрівається в калорифері сушарки до температури $t_2 = 70^\circ\text{C}$ і потрапляє в сушильну камеру, звідки виходить при температурі 40°C . Визначити кінцевий вологовміст повітря, теоретичну витрату теплоти і повітря на 1 кг води, що випаровується.

**Дано:**

$$t_1 = 30^\circ\text{C};$$

$$\varphi_1 = 50\%;$$

$$t_2 = 70^\circ\text{C};$$

$$t_3 = 40^\circ\text{C}.$$

$$d_3 = ?; q = ?;$$

$$M_{\text{нов}} = ?; Q = ?.$$

Розв'язання

1. Знаходимо початковий стан повітря на ***H-d*** діаграмі за точкою перетину ізотерми $t_1 = 30^\circ\text{C}$ з лінією $\varphi_1 = 50\%$, де $d_1 = 14 \text{ г}/(\text{кг сп})$; $H_1 = 66 \text{ кДж}/(\text{кг сп})$.

2. Стан повітря після підігрівання визначається точкою, яка знаходиться на перетині лінії $d_1 = \text{const}$ і ізотерми $t_2 = 70^\circ\text{C}$, рухаючись по лінії постійної ентальпії до температури $t_3 = 40^\circ\text{C}$,

знаходимо третю точку, яка характеризує стан повітря після сушильної камери. Тут $d_3 = 26 \text{ г}/(\text{кг сп})$; $H_3 = 108 \text{ кДж}/(\text{кг сп})$;

$$\varphi_3 = 55\%;$$

3. Таким чином, на 1 кг сухого повітря випаровується

$\Delta d = d_3 - d_1 = 26 - 14 = 12 \text{ г}$. Для випаровування $1 \text{ кг} = 1000 \text{ г}$, вочевидь, потрібно $M_{\text{нов}} = 1000/12 = 83,3 \text{ кг}$ сухого повітря.

4. Витрата теплоти в калорифері на 1 кг сухого повітря

$$q = H_3 - H_1 = 108 - 66 = 42 \text{ кДж}/(\text{кг сп}).$$

5. Витрата теплоти на 1 кг вологи, яка випаровується, тобто на 83,3 кг сухого повітря

$$Q = q M_{\text{нов}} = 42 \cdot 83,3 = 3498,6 \text{ кДж}$$

$$\textbf{Відповідь: } d_3 = 26 \text{ г}/(\text{кг сп}); q = 42 \text{ кДж}/(\text{кг сп}); M_{\text{нов}} = 83,3 \text{ кг};$$

$$Q = 3498,6 \text{ кДж}.$$

Контрольні питання

1. Що називається вологім повітрям?
2. Що називається насиченим і ненасиченим вологим повітрям?
3. Яка температура називається температурою точки роси?
4. Що називається абсолютною і відносною вологістю вологого повітря?
5. Що називається питомим вологовмістом вологого повітря?
6. Як визначають температуру точки роси з діаграми ***H-d***?
7. На які області поділяє ***H-d*** діаграму лінія насичення $\varphi = 100\%$?
8. Як знайти стан вологого повітря на діаграмі ***H-d*** за показами сухого і вологого термометрів ?
9. При яких постійних характеристиках проходять процеси підігрівання і адіабатного зволоження повітря ?
10. Як визначаються параметри суміші двох потоків вологого повітря?
11. Що називається сушінням?



Національний університет

водного господарства
та природокористування

12. Які сушарні установки найбільш поширені?
13. Які термодинамічні процеси відбуваються в теоретичній сушарці?
14. Як визначаються параметри процесів сушіння за допомогою $H-d$ діаграми?



Національний університет
водного господарства
та природокористування



6. ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

6.1. Основні визначення

Другий закон термодинаміки встановлює напрям проходження спонтанних теплових процесів в природі і визначає умови перетворення теплоти в роботу. Він стверджує, що теплота в природі спонтанно переходить тільки від тіл більш нагрітих до тіл менш нагрітих. При цьому процес зупиняється при досягненні рівності температур тіл, які приймають участь у процесі.

Проте можливий і зворотний, не самопливний (протиприродний) процес передачі теплоти від менш нагрітих тіл до більш нагрітих (наприклад, в холодильних установках), але для здійснення його потрібне підведення енергії ззовні, як би для компенсації проходження процесу. Р. Клаузіус (1850 р.) сформулював другий закон термодинаміки так: *некомпенсований перехід (тобто без витрати деякої роботи) теплоти від тіла з меншою температурою до тіла з більшою температурою неможливий*.

Другий закон термодинаміки не є абсолютним (як перший закон термодинаміки), він є емпіричним, статистичним законом і є правдивим тільки для тіл, які вміщують велику кількість молекул.

Для перетворення теплоти в механічну роботу другий закон термодинаміки встановлює такі умови: необхідно мати два тіла з різними температурами; більш нагріте тіло є джерелом теплоти для отримання роботи, а менш нагріте – теплоприймачем. Таким чином, *для одержання з теплоти роботи необхідно мати різницю температур (формулювання С.Карно)*.

У відповідності з другим законом термодинаміки теплота гарячого джерела перетворюється в роботу тільки частково, тому що процес перетворення теплоти в роботу обов'язково супроводжується переходом частини теплоти до теплоприймача. При цьому ККД теплового двигуна завжди менше одиниці. В. Освальд, бажаючи надати загальності другому закону термодинаміки сформулював його так: *неможливо створити вічний двигун (perpetuum mobile) другого роду*.

Вічний двигун першого роду – це такий двигун, який виробляє роботу без витрати енергії, що суперечить першому закону термодинаміки. *Вічний двигун другого роду* – це двигун, який всю підве-



дену до нього теплоту перетворює в роботу ($\text{ККД}=1$). Це суперечить другому закону термодинаміки. Тому вічний двигун другого роду також неможливий, як і вічний двигун першого роду.

Рівноважний стан системи більш ймовірний, і тому природні (самопливні) процеси прагнуть до рівноважного стану. Це дозволили Д.Больцману дати наступне формулювання другого закону термодинаміки: *природа прагне до переходу від менш ймовірних станів до більш ймовірних*. Таке формулювання другого закону є найбільш загальним.

Якщо припустити, що в якості робочого тіла взятий ідеальний газ, то він, розширюючись при незмінній температурі, може у відповідності з першим законом термодинаміки перетворити в роботу всю кількість теплоти, яка отримана від джерела тепла, тому що зміна внутрішньої енергії ідеального газу при незмінній температурі дорівнює нулю. Але таке розширення газу можливе лише до тиску зовнішнього середовища, і, отже, кількість отриманої роботи обмежена. В силу цього для безперервного або періодичного отримання роботи розглянута схема повинна буди змінена таким чином, щоб робоче тіло після розширення шляхом стискання було повернено в свій попередній стан, щоб воно могло знову розширитися і виробити роботу. Інакше кажучи, робоче тіло повинне здійснювати кругові (колові) процеси – цикли.

Залежно від призначення цикли бувають прямими і зворотними. *Прямими* називають цикли, які застосовуються для одержання роботи за рахунок теплоти. За такими циклами працюють усі теплові машини. *Зворотні* цикли призначені для перенесення теплоти від більш холодних до більш гарячих тіл. За такими циклами працюють холодильні машини і теплові насоси.

6.2. Основні цикли теплових машин

Цикл теплового двигуна (прямий круговий цикл)

Для повернення робочого тіла в початковий стан повинна витрачатися робота на його стискання. Якщо в циклі робота при розширенні тіла буде дорівнювати роботі при його стисканні, то в результаті ніякої корисної роботи отримано не буде. Тому робота стискання повинна бути меншою від роботи розширення, тобто в циклі, який представлено в p - v діаграмі, лінія, яка зображує процес стискання, повинна бути розташована під лінією розширення.

Термічний ККД циклу. Розглянемо довільний ідеальний цикл.

Робоче тіло (в кількості 1 кг) отримує від гарячих джерел кількість теплоти q_1 і віддає холодним джерелам кількість теплоти q_2 , рис. 6.1.

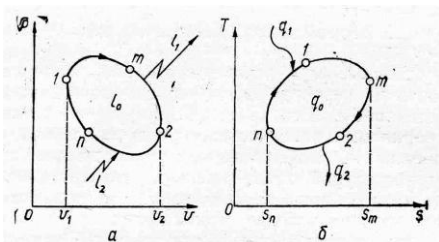


Рис. 6.1. Прямий круговий процес в p - v і T - s координатах

В результаті циклу внутрішня енергія робочого тіла набуває свого первинного значення, різниця $q_1 - q_2$, згідно першого закону термодинаміки, перетворюється в корисну роботу l_0 циклу.

Таким чином, в циклі

$$q_1 - q_2 = l_0, \quad (6.1)$$

Степінь довершеності

ідеального циклу в відношенні перетворення теплоти в роботу характеризується *термічним ККД* циклу, під яким розуміють відношення теплоти, перетвореної в роботу, до теплоти, яка підведена до робочого тіла:

$$\eta_t = l_0 / q_1; \quad (6.2)$$

$$\eta_t = (q_1 - q_2) / q_1; \quad \eta_t = 1 - q_2 / q_1. \quad (6.3)$$

З останнього рівняння видно, що $\eta_t = 1$, якщо $q_2 = 0$. Але, згідно з попередньо викладеним, q_2 не може дорівнювати нулю. Отже, термічний ККД циклу завжди менший одиниці. Останнє твердження являє собою одне з формулювань другого закону термодинаміки.

Таким чином, в кругових процесах неможливо повністю перетворити питому підведену теплоту в роботу; частина питомої теплоти q_2 безумовно повинна бути передана теплоприймачам. Для подальшого перетворення в роботу вона вважається втраченою; тому *термічний ККД* любого теоретичного циклу завжди менше одиниці.

М.Планк (1897 р.) виклав другий закон з таким формулюванням: *неможливо побудувати періодично діючу машину (двигун), єдиним результатом якої було б охолодження джерела теплоти і підняття вантажу (виконання роботи), тобто необхідно ще додатково віддавати теплоту теплоприймачу.*



Цикл холодильної машини

Перенесення теплоти від менш нагрітого тіла до більш нагрітого можливе при здійсненні зворотного циклу або циклу холодильної машини, рис. 6.2.

Цикл холодильної машини повинен здійснюватися таким чином, щоб процеси з підведенням теплоти здійснювалися при низькій температурі, а процеси з відведенням теплоти – при більш високій. В $p-v$ координатах такий цикл зображується замкненим контуром, який здійснюється проти годинникової стрілки.

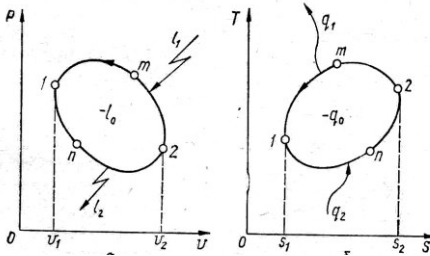


Рис. 6.2. Зворотний круговий процес в $p-v$ і $T-s$ координатах

В цьому випадку питома робота стисання l_1 на ділянці $2-m-1$ буде більше питомої роботи розширення l_2 на ділянці $1-n-2$ на значення $l_0 = l_1 - l_2$, яке визначається замкненою кривою циклу $1-n-2-m-1$. Оскільки питома робота стисання l_1 чисельно більше l_2 і має від'ємний знак, значення l_0 буде від'ємним (робота витрачається ззовні).

Розглядаючи той же цикл на $T-s$ діаграмі, рис. 6.2б, бачимо, що на ділянці $1-n-2$ питома теплота q_2 повинна підводитися 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. При цьому питома теплота, яка передається на більш високий температурний рівень, визначається виразом

$$q_1 = q_2 + l_0. \quad (6.4)$$

Отже, передача теплоти від менш нагрітих тіл до більш нагрітих, як це впливає з формулювання другого закону за Клаузіусом, потребує затрати енергії (не може здійснюватися даром, без компенсації).

Ефективність зворотного циклу, за яким працюють холодильні машини, оцінюється холодильним коефіцієнтом ε , який являє собою відношення корисного ефекту q_2 (питомої кількості теплоти, що відбирається від охолоджуваного середовища) до питомої роботи (енергії) l_0 :



$$\varepsilon = q_2 / l_o = q_2 / (q_1 - q_2). \quad (6.5)$$

Величина q_2 називається *питомою холодопродуктивністю*.

Установки, що працюють за зворотними циклами при більш високих температурах, ніж у холодильних машинах, *називаються тепловими насосами*. Вони застосовуються для підвищення потенціалу вторинних теплоносіїв, що потім використовуються для опалення приміщень, у теплообмінних апаратах тощо.

В найбільш загальному вигляді другому закону термодинаміки дають таке тлумачення: усі відомі в природі і техніці фізичні процеси розділяються на спонтанні, або природні процеси, які завжди проходять в певному напрямі від більш високого потенціалу до більш низького (передача тепла від гарячих тіл до холодних, розширення і змішування газів, перетворення роботи в теплоту) і не потребує будь-якої компенсації, і не спонтанні, або протиприродні (передача теплоти від холодних тіл до більш нагрітих в холодильних установках, стискання і розділення газів, перетворення теплоти в роботу), які потребують для їх здійснення додаткової компенсації.

Характерною особливістю спонтанних процесів є те, що після їх завершення в оточуючому середовищі обов'язково відбуваються які-небудь залишкові явища. Отже, спонтанні (природні) процеси є *необоротними*. Будь-який спонтанний процес за допомогою відповідних пристроїв можливо пристосувати для отримання роботи. Наприклад, використовуючи природну течію води зверху до низу, за допомогою гідротурбін можна виробляти електроенергію, а використовуючи природний перехід теплоти від гарячого тіла до холодного, за допомогою теплового двигуна можна виконати механічну роботу. Певний напрямок спонтанних фізичних процесів і їх необоротність пояснюються намаганням системи перейти від нерівноважного стану до рівноважного як найбільш стійкого.

Односторонність теплових процесів пояснюється молекулярно-кінетичною теорією речовини. Енергія, яка передається в процесі енергообміну за допомогою теплоти, обумовлена особливим видом руху – хаотичним рухом атомів і молекул, тоді як інші види енергії зв'язані з напрямленим, впорядкованим рухом структурних одиниць. Проте впорядкований рух легко може стати хаотичним як найбільш вірогідний і, навпаки, впорядкований хаотичний рух утруднений.



Ідеальний цикл теплового двигуна

В 1824 р французький інженер Саді Карно розглянув цикл теплового двигуна, який в наступному був названий його ім'ям. Цикл Карно складається з двох ізотерм з підведенням і відведенням теплоти і двох адіабат (розширення і стискання). З початкового стану, який відповідає точці a на рис. 6.3, в циклі Карно газ ізотермічно розширюється зі зростанням об'єму від v_a до v_b . При цьому до газу від зовнішнього джерела з температурою T_1 підводиться теплота

$$q_1 = RT_1 \ln(v_b/v_a). \quad (6.6)$$

В точці b підведення теплоти до робочого тіла припиняється і газ адіабатно розширюється зі зростанням об'єму від v_b до v_c .

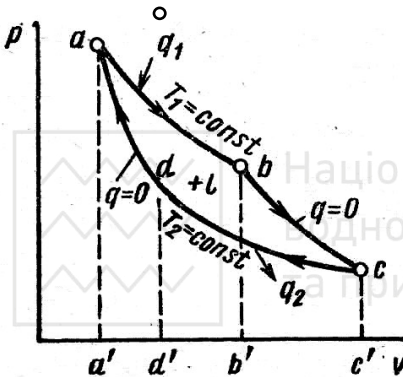


Рис. 6.3. Прямий цикл Карно для теплового двигуна

Для повторення процесу розширення необхідно робоче тіло повернути в робочий стан (точка a). Для цього газ спочатку стискається ізотермічно з відведенням теплоти q_2 при більш низькій температурі циклу T_2 зі зменшенням об'єму від v_c до v_d і далі адіабатно, тобто без теплообміну до повертання робочого тіла в вихідний стан..

Теплота, що відводиться в циклі, за абсолютною величиною дорівнює

$$q_2 = RT_2 \ln(v_c/v_d). \quad (6.7)$$

Корисна робота циклу

$$l = q_1 - q_2 = RT_1 \ln(v_b/v_a) - RT_2 \ln(v_c/v_d). \quad (6.8)$$

Термічний ККД циклу

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - (T_2/T_1) [\ln(v_c/v_d)/\ln(v_b/v_a)]. \quad (6.9)$$

Для адіабатних процесів $b-c$ і $d-a$ $T_c = T_d = T_2$ і $T_a = T_b = T_1$, тоді, враховуючи, що

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \quad \text{або} \quad p_2/p_1 = (v_1/v_2)^k. \quad (6.10)$$

з рівняння стану будемо мати

$$p_2 = RT_2/v_2 \quad \text{і} \quad p_1 = RT_1/v_1.$$



Підставивши ці вирази в (6.6a), отримаємо

$$p_2/p_1 = \frac{RT_2 \cdot v_1}{v_2 \cdot RT_1} = (v_1/v_2)^k.$$

Звідси

$$T_2/T_1 = (v_b/v_c)^{k-1} = (v_d/v_a)^{k-1} \quad (6.11)$$

Отже,

$$v_b/v_c = v_d/v_a \quad \text{або} \quad v_c/v_d = v_b/v_a \quad (6.12)$$

При цьому

$$\eta_i = 1 - T_2/T_1. \quad (6.13)$$

З отриманої формули випливає, що термічний ККД циклу Карно не залежить від природи робочого тіла, а залежить тільки від граничних значень температур в циклі, тобто від абсолютних температур тепловіддавача і теплоприймача. Це положення дістало назву *теорема Карно*.

Цикл Карно є еталоном для оцінки степені досконалості інших термодинамічних циклів. Степінь досконалості будь-якого термодинамічного циклу теплового двигуна оцінюється відносним ККД, який являє собою відношення термічного ККД розглядуваного

циклу до термічного ККД циклу Карно η_i^k для тих же граничних температур (T_{max} і T_{min})

$$\eta_{ot} = \eta_i / \eta_i^k. \quad (6.14)$$

Ідеальний цикл холодильної машини. Ідеальним циклом холодильної машини є оборотний цикл Карно, представлений на рис 6.4. Теплота q_2 , яка відводиться від охолоджуваного тіла, підводиться в циклі до його робочого тіла при постійній нижчій температурі T_2 :

$$q_2 = RT_2 \ln(v_c/v_b). \quad (6.15)$$

Теплота q_1 , яка відводиться в циклі при постійній вищій температурі T_1 ,

$$q_1 = RT_1 \ln(v_d/v_a). \quad (6.16)$$

Отже,

$$\varepsilon = q_2 / l = q_2 / (q_1 - q_2) = T_2 / (T_1 - T_2), \quad (6.17)$$

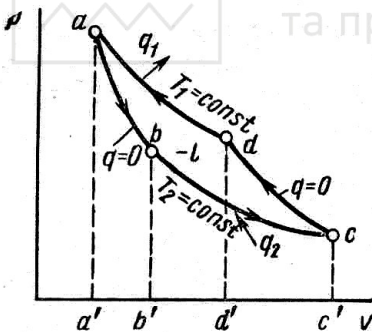


Рис. 6.4. Оборотний цикл Карно для холодильної машини



так як

$$v_c/v_b = v_d/v_a. \quad (6.18)$$

Робота, яка витрачається на здійснення оборотного циклу Карно

$$l = q_2 (T_1 - T_2)/T_2. \quad (6.19)$$

Так як в заданому інтервалі температур $T_2 \dots T_1$ оборотний цикл Карно обумовлює максимальне значення ε , то робота, що витрачається в циклі Карно на отримання холоду q_2 , буде мінімальною в порівнянні з роботою будь-якого іншого циклу холодильної машини в тому ж інтервалі температур.

6.3. Ексергія

Математичне висвітлення другого закону термодинаміки.

Щоб фізичні закономірності виразити в аналітичній формі, необхідно встановити математичні співвідношення між фізичними величинами, а саме між параметрами стану і функціями процесу. Так для першого закону термодинаміки це вдалося зробити завдяки введенню поняття внутрішньої енергії в сполученні з характеристиками процесу – теплою і роботою. В цьому ж випадку для другого закону термодинаміки, щоб кількісно виразити принцип необоротності, був введений параметр стану, який Р. Клаузіус назвав *ентропією*.

Аналітичний вираз

$$ds = \delta q/T, \quad (6.20)$$

за допомогою якого ентропія була записана як калориметричний параметр стану, якісно зв'язує її зміну з кількістю теплоти і може слугувати математичним виразом другого закону термодинаміки для оборотних термодинамічних процесів.

Для необоротних термодинамічних процесів, в яких частина питомої роботи обов'язково перетворюється в питому теплоту тертя δq_{mp} , з урахуванням рівняння

$$\delta q + \delta q_{mp} = du + p dv = dh - v dp \quad (6.21)$$

зміна питомої ентропії буде

$$ds_{необ} = (\delta q + \delta q_{mp})/T, \quad (6.22)$$

де δq – питома зовнішня теплота в процесі.

З порівняння (6.20) і (6.22) випливає, що у випадку необоротних термодинамічних процесів



$$ds_{\text{необ}} > \delta q/T. \quad (6.23)$$

Цю нерівність називають принципом зростання ентропії.

Об'єднавши (6.20) і (6.23), отримаємо

$$ds \geq \delta q/T, \quad (6.24)$$

або

$$\Delta s \geq \int_1^2 \delta q/T, \quad (6.25)$$

тобто у випадках оборотних термодинамічних процесів зміна питомої ентропії дорівнює питомій приведеній теплоті, а в випадках необоротних процесів зміна питомої ентропії більша від питомої приведенної теплоти. Вираз (6.24) називають *математичним виразом другого закону термодинаміки*, де знак рівності відноситься до оборотних термодинамічних процесів, а знак нерівності – до необоротних.

Ентропія ізольованої системи. Якщо термодинамічні процеси проходять в адіабатній ізольованій системі ($\delta q = 0$), то згідно (6.24)

$$ds \geq 0, \quad (6.26)$$

тобто питома ентропія ізольованої системи при протіканні оборотних процесів стала ($ds_c = 0$), а при протіканні необоротних процесів зростає ($ds_c > 0$). Через те, що всі реальні термодинамічні процеси необоротні, то вони супроводжуються зростанням питомої ентропії.

Прикладом прояви ентропії ізольованої системи є теплообмін між тілами при кінцевій різниці температур (зовнішня необоротність). Якщо в такій системі є два тіла з різними температурами ($T_1 > T_2$), то згідно другого закону термодинаміки (в формулюванні Клаузіуса) спонтанний перехід теплоти може відбуватися тільки від тіла з більшою температурою до тіла з меншою температурою. При цьому елементарна зміна питомої ентропії першого тіла складає $ds_1 = -\delta q/T_1$, другого $ds_2 = +\delta q/T_2$. Оскільки ентропія має властивість адитивності, то зміна питомої ентропії системи

$$ds_c = ds_1 + ds_2 = -\delta q/T_1 + \delta q/T_2 = \delta q(1/T_2 - 1/T_1) > 0. \quad (6.27)$$

З урахуванням того, що $T_1 > T_2$, з останнього виразу випливає, що питома ентропія системи, в якій проходить необоротний теплообмін, буде зростати ($ds_c > 0$). Це дало можливість М. Планку зробити такий висновок: *будь який природний процес проходить в*



такому напрямку, в якому сума ентропій всіх тіл, що приймають участь в процесі, зростає.

Останнє положення Р.Клаузіуса неправильно розповсюдив на весь Всесвіт. Він прийшов до висновку про те, що в результаті необоротних природних процесів ентропія Всесвіту буде наближатися до максимуму і в кінці кінців Всесвіт досягне теплової рівноваги, при якій теплота не зможе більш перетворюватися в роботу. Такий стан він назвав „тепловою смертю” Всесвіту.

Незаконність твердження Р.Клаузіуса полягає в тому, що він бездоказово переніс висновки про односторонню направленість теплових процесів в земних умовах на увесь Всесвіт. Крім цього, закон зростання ентропії (6.26) отримано для адіабатно ізольованої системи, якою не є Всесвіт або будь-яка його частина.

Ексергія. Будь-яка необоротність призводить до зменшення корисної роботи. Зростання ентропії ізольованої системи із-за необоротності процесів, що в ній проходять, може слугувати мірою втрати максимально корисної роботи $L_{\max}$, яку могла б здійснити система при протіканні в ній оборотних термодинамічних процесів. Дійсно, при необоротних термодинамічних процесах втрачена робота спонтанно перетворюється в теплоту, яка також спонтанно переходить до тіл з більш низькою температурою, збільшуючи їх ентропію (а отже і системи) на значення $\Delta S_c''$.

Враховуючи, що згідно визначення ентропії $dS = \delta Q/T$, теплота дорівнює добутку абсолютної температури на зміну ентропії, необоротне перетворення роботи в теплоту можна записати у вигляді

$$\Delta L_{\text{необ}} = T_o \Delta S_c'', \quad (6.28)$$

де T_o – нижча температура в ізольованій системі (при аналізі термодинамічних процесів в якості такої температури приймають температуру оточуючого середовища); $\Delta S_c''$ – зростання ентропії ізольованої системи із-за необоротності термодинамічних процесів, що в ній проходять.

Вираз (6.28), характеризує втрату максимальної роботи (працездатності) із-за необоротності, носить назву рівняння Гюї-Стодоли. Втрата працездатності пов'язана з втратами теплоти в навколишнє середовище. Всі необоротні процеси відбуваються за умови розсіювання енергії, її знецінення, деградації, оскільки система переходить на більш низький енергетичний рівень. Із цього впливає фізичний зміст ентропії. Зміна ентропії є мірою необоро-



тності процесу. Збільшення ентропії закритої системи є кількісною мірою втрати працездатності системи в разі проходження в ній необоротних процесів.

Фактично корисна робота L_o з урахуванням (6.28)

$$L_o = L_{max} - T_o \Delta S_c^H. \quad (6.29)$$

Максимально можливу роботу, яку може здійснити система, що складається з джерела енергії і оточуючого середовища, називають *ексергією* ($Ex = L_{max}$). Отже, вираз (6.28) являє собою втрати ексергії із-за необоротності термодинамічних процесів, які відбуваються в системі.

За змістом другого закону термодинаміки розрізняють види енергії (механічну, електричну і ін.), які повністю перетворюються в інші її види, тобто складаються лише з ексергії. Що стосується теплоти як енергії молекулярно-хаотичного руху, то вона навіть теоретично не може бути повністю перетворена в роботу (безумовний відвід частини питомої теплоти q_2) і, отже, складається з перетворюваної частини (ексергії) і неперетворюваної частини, яка отримала назву *анергії*.

Так, внутрішня енергія оточуючого середовища або теплота при температурі оточуючого середовища не можуть бути перетворені в інший вид енергії і складаються лише з анергії. Тому другому закону термодинаміки можливо дати таке формулювання: *вся енергія складається із ексергії E_x і анергії A_n , кожна з яких може дорівнювати нулю:*

$$E = E_x + A_n.$$

Введені поняття ексергії і анергії дають можливість простежити, як перетворюється енергія. Тільки в оборотних процесах ексергія зберігається. У необоротних (реальних) процесах запас ексергії зменшується і вона перетворюється в анергію. Частина ексергії, що перетворилася на анергію, являє собою безповоротні втрати ексергії. Втрати ексергії не можуть бути відновлені ніяким природним чином, оскільки перетворення анергії в ексергію за другим законом неможливе.

Характер зміни ексергії і анергії в оборотних і необоротних процесах дає можливість надати нові формулювання другому закону термодинаміки:

В необоротних процесах ексергія перетворюється в анергію. В оборотних процесах ексергія залишається постійною величиною.



Анергію неможливо перетворити в ексергію, затрата роботи тільки додає відповідну кількість ексергії.

Ексергія теплоти в інтервалі температур $T_1 \dots T_o$

$$e_{n,q,1-2} = \eta_i q_{1-2} = (1 - T_o/T_1) q_{1-2},$$

де η_i – термічний ККД ідеального циклу Карно, що здійснюється в інтервалі температур $T_1 \dots T_o$; q_{1-2} – кількість переданої теплоти; T_o – температура навколишнього середовища; T_1 – температура теплодавача.

З охолодженням газу до рідкого, потім до твердого стану порядок в розташуванні і руху частинок зростає; отже, його ентропія зменшується. На цій основі В.Нернст (1906 р.) сформулював „теплову теорему” третій закон термодинаміки: *з наближенням температури тіла до абсолютного нуля, який практично є недосяжним, ентропія тіла також наближується до нуля.*

6.4. Термодинамічні основи аналізу потоку газів та пари

Основні поняття та визначення. В багатьох областях інженерної діяльності застосовуються машини і апарати, в яких робоче тіло знаходиться в безперервному русі, тобто утворює потік. При цьому речовина поступає в одному місці системи з визначеною швидкістю w_1 і параметрами p_1, v_1, T_1 , а в другому – видаляється зі швидкістю w_2 і параметрами p_2, v_2, T_2 . Прикладом таких систем може слугувати ділянка каналу змінного перерізу, парові і газові турбіни, реактивні двигуни, двигуни внутрішнього згоряння, парові котли, компресори, газопроводи, теплообмінні апарати, сопла, дифузори і інші пристрої.

Для термодинамічного аналізу такого потоку приймають наступні припущення:

1) змінну в поперечному перерізі потоку швидкість (біля самої стінки каналу вона дорівнює нулю і є максимальною на осі каналу) замінюють середнім значенням w , яке визначається виразом

$$w = m_1 / (\rho f) = m_1 v / f, \quad (6.30)$$

де m_1 – масова витрата, кг/с; ρ – густина потоку, кг/м³; f – площа поперечного перерізу каналу, м²; v – питомий об’єм, м³/кг.

2) розглядають лише такий потік, в якому швидкість і інші параметри в кожному його перерізі не змінюються з часом, тобто усталений (стаціонарний) потік, що характеризується постійністю масової витрати



або

$$m_1 = fw/v = \text{const}, \quad (6.31)$$

$$m_1 v = fw. \quad (6.32)$$

Рівняння (6.28) відображує рівняння *нерозривності або суцільності потоку*. Логарифмуючи це рівняння, знаходимо

$$\ln f + \ln w - \ln v = 0.$$

Диференціюючи це рівняння при $m_1 = \text{const}$, отримаємо рівняння нерозривності в диференційній формі

$$df/f + dw/w - dv/v = 0, \quad (6.33)$$

або

$$df/f = dv/v - dw/w. \quad (6.34)$$

Рівняння першого закону термодинаміки для потоку річовини. В термодинамічному аналізі необхідно враховувати кінетичну енергію видимого руху тіла ($E_{\text{кін}} = mw^2/2$) і потенціальну енергію, яка обумовлена положенням тіла в полі зовнішніх сил, наприклад в полі земного тяжіння ($E_{\text{пот}} = mgz$). Отже, повна енергія тіла в загальному випадку складається з внутрішньої енергії U , що залежить від внутрішнього стану тіла, і зовнішньої енергії $E_{\text{зов}}$, яка пов'язана зі швидкістю руху тіла і положенням його відносно оточуючого середовища, тобто

$$E = U + E_{\text{зов}} = U + mw^2/2 + mgz, \quad (6.35)$$

де z – геометричний параметр, m – маса, кг.

В термодинамічних процесах зміни стану робочих тіл останні можуть отримувати від зовнішнього середовища або, навпаки, віддавати йому енергію в формі теплоти Q і в формі роботи L , в результаті чого енергія буде змінюватися чисельно на ΔE . Тоді, відповідно з законом збереження енергії, з урахуванням знаків теплоти і роботи (при однаково напрямлених потоках теплоти і роботи знаки їх протилежні) рівняння енергетичного балансу приймає вигляд

$$Q + (-L) = \Delta E, \quad (6.36)$$

або

$$Q = \Delta E + L. \quad (6.37)$$

Це математичний вираз першого закону термодинаміки: *в термодинамічних процесах підведена до тіла теплота в загальному випадку витрачається на зміну його енергій і здійснення зовнішньої роботи, або зміна всіх видів енергій замкнутої системи здійснюється тільки за рахунок зовнішньої роботи і зовнішнього тепла.*



В загальному випадку зміна повної енергії робочого тіла згідно (6.35)

$$\Delta E = \Delta U + m\Delta(w^2/2) + mg\Delta z. \quad (6.38)$$

Тоді вираз для першого закону термодинаміки записують так:

$$Q = \Delta U + m\Delta(w^2/2) + mg\Delta z + L, \quad (6.39)$$

або для 1 кг робочого тіла

$$q = \Delta u + \Delta(w^2/2) + g\Delta z + l. \quad (6.40)$$

Виходячи з загальної схеми відкритої системи, рис 6.5, зі стаціонарним потоком речовини, розглянемо рівняння збереження енергії (6.40).

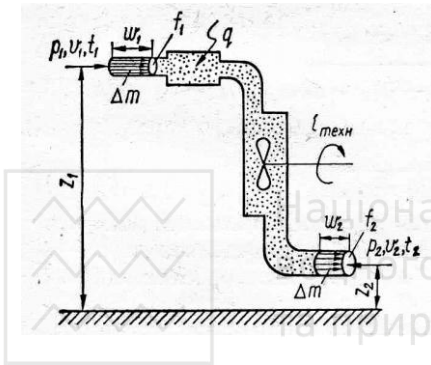


Рис. 6.5. Загальна схема відкритої системи зі стаціонарним потоком речовини

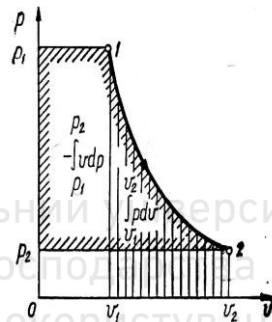


Рис. 6.6. Графічне зображення питомої наявної роботи в p - v координатах

В цьому рівнянні l_{np} являє собою питому роботу зовнішніх сил, що пов'язана з витратою енергії на введення одиниці маси речовини в середовище з тиском p_1 (визначається добутком сили $p_1 f_1$ на секундний шлях (швидкість) w_1 , тобто $p_1 f_1 w_1 = p_1 V_1$), а також на її переміщення на виході з каналу (питома робота проти тиску оточуючого середовища p_2 , тобто $p_2 f_2 w_2 = p_2 V_2$). Алгебраїчна сума цих двох робіт називається *роботою проітовхування*:

$$L_{np} = p_2 V_2 - p_1 V_1.$$

Після ділення на масу m отримаємо *питому роботу проітовхування*

$$l_{np} = p_2 v_2 - p_1 v_1. \quad (6.41)$$

Крім того, в загальному випадку до потоку підводиться (в компресорі) або відводиться (в турбіні) питома технічна робота на валу $l_{техн}$. Тому рівняння (6.40) приймає наступний вигляд



$$q = u_2 - u_1 + w_2^2/2 - w_1^2/2 + g(z_2 - z_1) + p_2 v_2 - p_1 v_1 + l_{\text{техн}} \quad (6.42)$$

Враховуючі значення ентальпій $h_1 = u_1 + p_1 v_1$ і $h_2 = u_2 + p_2 v_2$, отримаємо математичний вираз першого закону термодинаміки для потоку

$$q = h_2 - h_1 + w_2^2/2 - w_1^2/2 + g(z_2 - z_1) + l_{\text{техн}}, \quad (6.43)$$

або в диференціальній формі

$$\delta q = dh + d(w^2/2) + g dz + \delta l_{\text{техн}}. \quad (6.44)$$

Якщо до потоку речовини підводиться (або відводиться) питома теплота, то в загальному випадку вона витрачається на зміну питомих ентальпій, кінетичної і потенціальної енергії речовини, а також на виконанні питомої технічної роботи.

В багатьох випадках досить малими змінами питомої потенційної енергії $g dz$ нехтують; тому рівняння (6.39) приймає вигляд.

$$q = \Delta h + \Delta w^2/2 + l_{\text{техн}}. \quad (6.45)$$

Зіставляючи це рівняння з рівнянням першого закону термодинаміки в диференціальній формі $dh = \delta q + v dp$ і після інтегрування $\Delta h = q + \int_{p_1}^{p_2} v dp$, отримаємо

$$q = q + \int_{p_1}^{p_2} v dp + \Delta w^2/2 + l_{\text{техн}} \quad (6.46)$$

звідки

$$\Delta w^2/2 + l_{\text{техн}} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (6.47)$$

Інтеграл в цьому виразі зображується на діаграмі p - v , рис. 6.6, площею $|2 \ 1 \ p_1 \ p_2|$ і являють собою частину питомої роботи зміни об'єму робочого тіла, яка може бути корисно використана на зміну його кінетичної енергії і виконання питомої технічної роботи, тому цей інтеграл називають питомою наявною роботою:

$$l_{\text{наявн}} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp. \quad (6.48)$$

Якщо крива 1-2 є політропою з показником n , то при

$$p v^n = p_1 v_1^n \text{ і } v = v_1 (p_1/p)^{1/n}$$

$$\begin{aligned} l_{\text{наявн}} &= \int_{p_2}^{p_1} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v_1 (p_1/p)^{1/n} dp = v_1 p_1^{1/n} \int_{p_2}^{p_1} p^{-1/n} dp = \\ &= v_1 p_1^{1/n} \left(\frac{1}{-1/n+1} p^{-(1/n)+1} \right)_{p_2}^{p_1} = v_1 p_1^{1/n} \left(\frac{1}{(n-1)/n} \right) \cdot (p_1^{(n-1)/n} - p_2^{(n-1)/n}) = \end{aligned}$$



$$= \frac{n}{n-1} \cdot (v_1 p_1 - v_1 p_1^{1/n} p_2^{(n-1)/n}) = \frac{n}{n-1} \cdot (v_1 p_1 - v_2 p_2^{1/n} p_2^{(n-1)/n}) =$$

$$= \frac{n}{n-1} (v_1 p_1 - v_2 p_2). \quad (6.49)$$

Відомо, що для політропного процесу ідеального газу питома робота становить

$$l = \frac{1}{n-1} (v_1 p_1 - v_2 p_2). \quad (6.50)$$

Порівнюючи залежності (7.45) і (7.46), отримують

$$l_{\text{наявн}} = n \cdot l, \quad (6.51)$$

тобто питома наявна робота в n раз більша питомої роботи зміни об'єму.

В залежності від показника політропи питома наявна робота може бути як більшою, так і меншою від роботи зміни об'єму або дорівнювати їй. Останній випадок реалізується, якщо процес 1-2 є ізотермічним.

З залежностей (6.45)...(6.47) випливає

$$q = \Delta h + l_{\text{наявн}}, \quad (6.52)$$

тобто теплота, яка надається потоку, витрачається на зміну його ентальпії і питому наявну роботу.

6.5. Витікання і дроселювання газів та пари

Витікання газів та пари. Витіканням називається прискорений рух робочого тіла відносно короткими каналами особливої форми – соплами з падінням тиску в них. Канали, в яких швидкість руху робочого тіла зменшується, а тиск зростає, називаються *дифузорами*. Сопла можуть як звужуватися так і розширюватися.

Оскільки сопла являють собою короткі канали і час перебування потоку в них незначний, теплообміном між потоком і стінками каналу нехтують і витікання вважають адіабатним ($q = 0$). В подальшому розглядаються тільки нерухомі канали ($l_{\text{мехн}} = 0$). В цих умовах перший закон термодинаміки для потоку (6.45)

$$q = \Delta h + \Delta w^2/2 + l_{\text{мехн}}$$

має такий вигляд

$$0 = \Delta h + \Delta w^2/2, \quad (6.53)$$

або



$$h_1 - h_2 = w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2, \quad (6.54)$$

тобто при адіабатному витіканні зменшення питомої ентальпії витрачається на зміну питомої кінетичної енергії потоку.

В задачу термодинамічного аналізу витікання входить визначення швидкості і витрати газу на виході з сопла, а також площі вихідного перерізу і профілю (форми) сопла.

Швидкість адіабатного витікання знаходять з рівняння (6.54)

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_1^2}. \quad (6.55)$$

В багатьох випадках $w_2 \gg w_1$ і членом w_1^2 можливо знехтувати, тоді

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}. \quad (6.56)$$

Різниця ентальпій $h_1 - h_2 = h_o$ називається *питомим наявним теплоперепадом*.

Для водяної пари його зручно визначати за h - s діаграмою (i - s діаграмою), рис. 6.7, де пряма 1-2 відображує процес адіабатного витікання.

Якщо h_o вимірюється в кілоджоулях на кілограм, то формула (6.56) приймає вигляд

$$w_2 = \sqrt{2 \cdot 1000(h_1 - h_2)} = 44,7 \sqrt{(h_1 - h_2)}. \quad (6.57)$$

Вираз швидкості адіабатного витікання газу

може бути отримано з (6.47) з урахування прийнятого припущення $l_{\text{мех}}=0$:

$$w_2^2 / 2 - w_1^2 / 2 = \int_{p_2}^{p_1} v dp.$$

Виходячи з рівняння (6.49), при $w_1 = 0$ і $n = k$ знаходимо

$$w_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 [1 - (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}]}. \quad (6.58)$$

Тут враховано, що

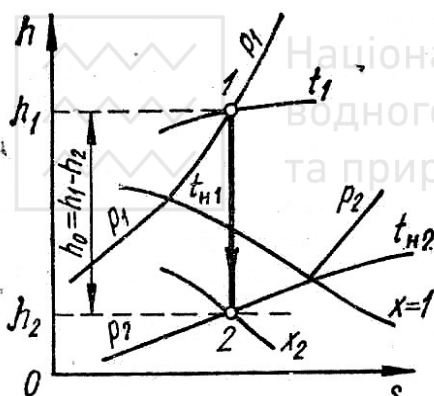


Рис. 6.7. Зображення процесу адіабатного витікання водяної пари на h - s діаграмі



$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-\frac{1}{k}}. \quad (6.59)$$

Секундна масова витрата газу m_1 через сопло перерізом f_2 на основі рівняння (6.32), підставивши в нього w_2 за виразом (6.58), і врахувавши, що з виразу (6.59)

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-\frac{1}{k}} \quad \text{і} \quad \frac{1}{v_2} = \frac{1}{v_1} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} \quad \text{тобто}$$

$$m_1 = f_2 w_2 / v_2 = f_2 \cdot \frac{1}{v_1} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 [1 - (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}]}. \quad (6.60)$$

Тоді

$$m_1 = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} [(p_2 / p_1)^{2/k} - (p_2 / p_1)^{(k+1)/k}]}. \quad (6.61)$$

З рівняння стану $v_1 = RT_1 / p_1$, тоді

$$m_2 = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1^2}{RT_1} [(p_2 / p_1)^{2/k} - (p_2 / p_1)^{(k+1)/k}]}. \quad (6.62)$$

Аналіз виразів (6.58) і (6.59) показує, що для даного газу і заданих p_1 , v_1 швидкість адіабатичного витікання і секундна витрата газу залежить тільки від відношення тисків $p_2 / p_1 = \beta$. Графіки цих залежностей зображені на рис. 6.8, де крива k - l - O побудована за формулою (6.60). Як виходить з рис. 6.8а, секундна витрата (крива k - l) зростає зі зменшенням тиску газу p_2 (початковий тиск p_1 вважають постійним) до деякого максимуму m_{max} в точці l , після чого витрата зменшується (крива l - O) і стає рівною нулю при $p_2 = 0$.

Досвід же показує, що закон зміни секундної витрати газу після досягнення максимуму при подальшому зменшенні тисків проходить не за кривою l - O , а за прямою l - m . Така невідповідність теорії і практики пояснюється наступним. З фізики відомо, що зміна тиску (пружна деформація) розповсюджується в середовищі зі швидкістю звуку $a_{зв}$. Тому зменшення тиску середовища за соплом p_2 передається до його виходу (устя) зі швидкістю $a_{зв}$. До тих пір, поки швидкість витікання середовища w_2 , буде менше швидкості звуку, зменшення зовнішнього тиску середовища досягає устя сопла, де встановлюється тиск $p_2 = p_{кр}$

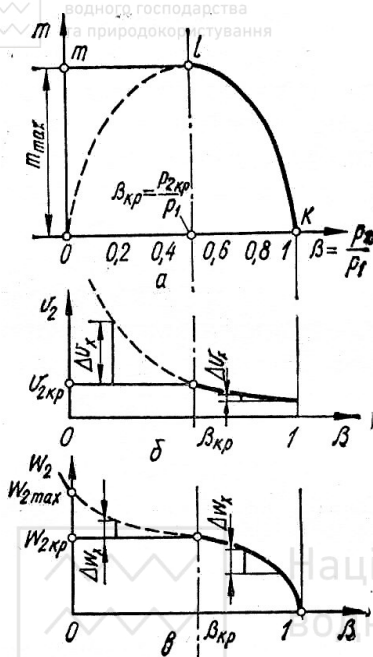


Рис. 6.8. Залежність секундної витрати (а), питомого об'єму (б) і швидкості (в) витікання від перепаду тисків

Але як тільки швидкість середовища досягне швидкості звуку, ніякі зменшення тиску оточуючого середовища до устя сопла передаватися не зможе (воно як би зноситься середовищем, яке має таку ж швидкість). Починаючи з цього моменту, подальше пониження тиску в просторі за соплом не змінює усталеного в усті сопла тиску p_{2kp} , швидкості w_{2kp} і максимальної секундної витрати m_{max} середовища. Внаслідок цього швидкість w_2 і витрата m середовища залишаються незмінними.

Тиск p_2 і швидкість w_2 , при яких встановлюється максимальна секундна витрата середовища, називаються *критичними* (p_{2kp} , w_{2kp}). Вочевидь, критична швидкість витікання дорівнює швидкості звуку у середовищі,

що витікає. На цій підставі часто критичну швидкість середовища називають *звуковою*.

Якщо позначити відношення $p_{2kp}/p_1 = \beta_{kp}$, то, використовуючи вираз (6.60) можна знайти значення критичного відношення тисків, при якому секундна витрата буде найбільшою. Для цього (6.60) необхідно продеференціювати по $p_2/p_1 = \beta$ і отриману похідну прирівняти до нуля. Тоді

$$\beta_{kp} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}. \quad (6.63)$$

По орієнтовних розрахунках у випадку двоатомних газів ($k=1,4$) $\beta_{kp} = 0,529$, а у випадку багатоатомних газів і перегрітої пари ($k=1,3$) $\beta_{kp} = 0,546$.



Швидкість витікання $w_{кр}$, що відповідає критичному відношенню $\beta_{кр}$, називається *критичною швидкістю*. Її можна визначити з рівняння (6.58), підставивши в нього замість p_2/p_1 значення $\beta_{кр}$:

$$\begin{aligned} w_{кр} &= \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \left(\frac{k-1}{k} \right) \right]} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{2}{k+1} \right) \right]} = \\ &= \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left(\frac{k-1}{k+1} \right)} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}. \end{aligned} \quad (6.64)$$

Згідно залежності (6.63) приймаємо

$$\beta_{кр} = p_{кр}/p_1 = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}, \text{ звідси } p_1 = \frac{p_{кр}}{\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}}. \quad (6.65)$$

Для адіабатного процесу $p_1 v_1^k = p_{кр} v_{кр}^k$, звідси $v_1 = v_{кр} (p_{кр}/p_1)^{1/k}$ і з урахуванням (6.58)

$$v_1 = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)}. \quad (6.66)$$

Після підстановки (6.65) і (6.66) у формулу (6.56a) отримаємо

$$w_{кр} = \sqrt{k p_{кр} v_{кр}}. \quad (6.67)$$

Відомо, що вираз (6.67) визначає значення *швидкості поширення звуку а* в середовищі з параметрами $p = p_{кр}$ і $v = v_{кр}$.

Таким чином, *критичними параметрами робочого тіла при течії його в каналі називаються термодинамічні параметри в тім перетині каналу, де швидкість потоку дорівнює швидкості поширення звуку*.

Відношення швидкості газу до місцевої (в даному перерізі потоку) швидкості звуку називається *числом Маха*. $M = w/a$, де швидкість звуку $a = \sqrt{k p v} = \sqrt{k R T}$. Швидкість газу при $w < a$ ($M < 1$) називається *дозвуковою*, при $w = a$ ($M = 1$) *звуковою*, і при $w > a$ ($M > 1$) *надзвуковою* швидкістю.

Якщо газ з початковими параметрами p_1 , v_1 витікає в середовище з тиском $p_2 < p_{кр}$ і необхідно отримати $w_2 > w_{кр}$, то сопло повинне спочатку звужуватися, а потім розширюватися до виходу, як показано на рис. 6.9a.



В такому комбінованому соплі, яке називається за іменем його винахідника *соплом Лавалю*, в самому вузькому перерізі завжди встановлюється критична швидкість $w_{2кр}$ і максимальна витрата m_{max} потоку, рис. 6.9б.

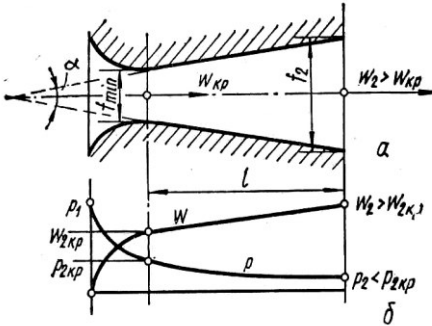


Рис. 6.9. Комбіноване сопло Лавалю
(а) і його характеристики (б)

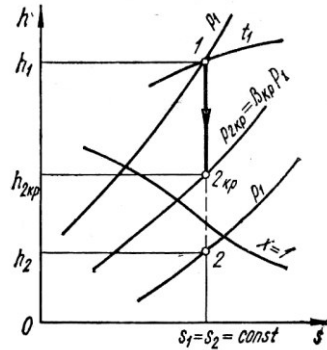


Рис. 6.10. До визначення критичної
швидкості витікання пари

Далі, в частині сопла, що розширюється, при постійній витраті m_{max} швидкість потоку зростає до значення $w_2 > w_{2кр}$, яка визначається виразом (6.58).

Якщо при заданих тисках p_1, p_2 відношення $p_2/p_1 < \beta_{кр}$ і якщо застосовувати звужене сопло, то газ або пара буде розширюватися в ньому в два етапи: спочатку від p_1 до $p_{2кр} = p_1 \beta_{кр}$ в звуженій частині сопла і далі від $p_{2кр}$ до тиску p_2 в оточуючому середовищі зовні сопла. Отже, швидкість на виході з сопла (на зрізі) буде $w_2 > w_{2кр}$, а тиск в його вихідному перерізі встановиться менше критичного $p_2 < p_{2кр}$.

Для водяної пари критичну швидкість $w_{2кр}$ знаходять, користуючись $h-s$ діаграмою, якщо у вираз (6.57) замість h_2 підставити значення $h_{2кр}$, яке визначається перетином адиабати 1-2 з ізобарою $p_{2кр} = \beta_{кр} p_1$, рис.6.10, тобто

$$w_{2кр} = \sqrt{2 \cdot 1000 (h_1 - h_{2кр})} = 44,7 \sqrt{(h_1 - h_{2кр})}. \quad (6.68)$$

Зміна тиску потоку від $p_{2кр}$ до заданого тиску p_2 у випадку звуженого сопла відбувається за соплом неорганізовано, з великим вихороутворенням і втратами кінетичної енергії. Отже, для раціо-

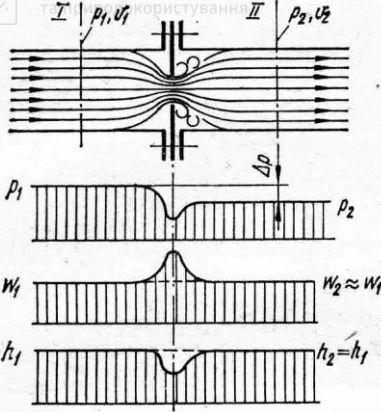


Рис. 6.11. Дроселювання потоку речовини при проходженні через діафрагму

разом

$$l = (D - d) / [2 \operatorname{tg}(\alpha/2)], \quad (6.69)$$

де D – діаметр вихідного перерізу сопла; d – діаметр сопла в мінімальному перерізі; $\alpha = 10 \dots 12^\circ$ – кут конусності, який вибирається з умови безвідривної течії і мінімальних втрат.

Довжина і профіль звукової частини сопла визначається за формулою Вітошинського.

Дроселювання газів і пари.

Якщо на шляху руху потоку газу або пари зустрічається різке звуження перерізу каналу (не повністю відкритий вентиль або кран; має місце перегородка з невеликим отвором, як показано на рис. 6.11), яке створює опір потоку, то в цьому місці швидкість руху потоку різко зростає, а тиск падає. За звуженням перерізу швидкість потоку зменшується і відновлюється до первинної, але тиск відновлюється не повністю.

Процес пониження тиску потоку речовини в результаті його проходження через місцевий опір без здійснення зовнішньої роботи називається *дроселюванням*. Зниження тиску Δp пропорційне витраті газу або пари, тому є можливість вимірювати цю витрату.

При відсутності теплообміну ($q = 0$) і, якщо потік не виконує технічну роботу ($l_{\text{техн}} = 0$), рівняння першого закону термодинаміки для потоку (6.43) має такий вигляд

нального використання енергії потоку при умові, що $p_2 / p_1 < \beta_{\text{кр}}$, доцільно застосовувати сопло Лавалля.

Отримані вище співвідношення дозволяють розрахувати розміри сопла. При відомій секундній витраті площа мінімального перетину сопла f_{min} і площа його вихідного перерізу f_2 знаходять, якщо скористатися виразом (6.60) і покласти відповідно $\beta = \beta_{\text{кр}}$ і $\beta = (p_2 / p_1)_{\text{зад}}$.

Довжина розширеної частини сопла визначається ви-



$$0 = h_2 - h_1 + (w_2^2/2 - w_1^2/2). \quad (6.70)$$

$$\text{або} \quad h_1 + w_1^2/2 = h_2 + w_2^2/2, \quad (6.71)$$

де h_1 і h_2 – питомі ентальпії в перетинах I і II, які віддалені від місця опору.

Оскільки до і після дроселювання зміни швидкості потоку дуже малі ($w_2 \approx w_1$) і зміною питомої кінетичної енергії можна знехтувати, з рівняння (6.71) випливає, що

$$h_1 = h_2. \quad (6.72)$$

тобто при адіабатному дроселюванні газу або пари питома ентальпія його до і після дроселювання не змінюється. З урахуванням того, що для ідеального газу $h_2 - h_1 = c_{pm}(t_2 - t_1)$, на основі (6.72) $t_2 = t_1$, тобто при дроселюванні ідеального газу його температура не змінюється.

Приклади розв'язання задач

Задача 6.1.

Повітря в кількості 1 кг здійснює цикл Карно в межах температур 527°C і 27°C, причому найвищий тиск становить 5 МПа, а найнижчий – 0,1 МПа.

Визначити параметри стану повітря в характерних точках циклу, роботу, термічний ККД циклу і кількість підведеної і відведеної теплоти, рис. 6.3.

Дано:

$$t_1 = 527^\circ\text{C}; T_1 = T_2 = 800 \text{ К};$$

$$t_3 = 27^\circ\text{C}; T_3 = T_4 = 300 \text{ К};$$

$$p_1 = 5 \text{ МПа};$$

$$p_3 = 0,1 \text{ МПа}.$$

$$l_o = ?; \eta_l = ?; q_1 = ?; q_2 = ?.$$

Розв'язання

$$1. \text{Точка } I (\text{точка } a). p_1 = 5 \text{ МПа}; T_1 = 800 \text{ К}.$$

$$\text{Стала повітря } R = R_u/\mu = 8314/29 = 287 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}.$$

Питомий об'єм газу знаходимо з характеристичного рівняння стану

$$v_1 = RT_1/p_1 = 287 \cdot 800 / 5 \cdot 10^6 = 0,04592 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

2. Точка 2 (точка **b**). $T_2 = 800 \text{ К}$. З рівняння адіабати (лінія b-c)

$$\frac{p_2}{p_3} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{800}{300} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 30,96; \quad p_2 = p_3 30,96 = 0,1 \cdot 30,96 = 3,1 \text{ МПа}.$$

З рівняння ізотерми (лінія a-b) $p_1 v_1 = p_2 v_2$ отримаємо

$$v_2 = p_1 v_1 / p_2 = 5 \cdot 0,04592 / 3,1 = 0,07406 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

$$3. \text{Точка } 3 (\text{точка } c). p_3 = 0,1 \text{ МПа}; T_3 = 300 \text{ К}; v_3 = RT_3/p_3 = 287 \cdot 300 / 0,1 \cdot 10^6 = 0,861 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

4. Точка 4 (точка **d**). $T_4 = 300 \text{ К}$; з рівняння адіабати (лінія a-d)



$$\frac{p_1}{p_4} = \left(\frac{T_1}{T_4} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{800}{300} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 30,96; \quad p_4 = p_1 / 30,96 = 5 / 30,96 = 0,161 \text{ МПа.}$$

З рівняння ізотерми (лінія c-d) $p_3 v_3 = p_4 v_4$

$$v_4 = p_3 v_3 / p_4 = 0,1 \cdot 0,861 / 0,161 = 0,534 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

5. Термічний ККД циклу $\eta_t = 1 - T_3/T_1 = 1 - 300/800 = 0,625$.

6. Підведена кількість теплоти за формулою (6.6)

$$q_1 = RT_1 \ln(v_2/v_1) = 287 \cdot 800 \ln(0,07406/0,04592) = 109887 \text{ Дж} = 109,74 \text{ кДж.}$$

7. Відведена кількість тепла за формулою (6.7)

$$q_2 = RT_3 \ln(v_3/v_4) = 287 \cdot 300 \ln(0,861/0,534) = 41129 \text{ Дж} = 41,129 \text{ кДж.}$$

8. Робота циклу $l_o = q_1 - q_2 = 109,74 - 41,129 = 68,61 \text{ кДж.}$

Відповідь: $\eta_t = 0,625$; $q_1 = 109,74 \text{ кДж}$; $q_2 = 41,129 \text{ кДж}$;

$$l_o = 68,61 \text{ кДж.}$$

Задача 6.2.

Визначити швидкості витікання з сопла зі звуженням для наступних параметрів пари: тиск $p_1 = 40 \text{ бар}$, температура $t_1 = 300^\circ\text{C}$, $p_2 = 25 \text{ бар}$ (тиски абсолютні).

Дано:

$$t_1 = 300^\circ\text{C};$$

$$p_1 = 40 \text{ бар};$$

$$p_2 = 25 \text{ бар.}$$

$$w = ?.$$

Розв'язання

1. При відношенні тисків

$$p_2/p_1 = 25/40 = 0,625 > \beta_{кр} = 0,546 \text{ витікання пари відбувається при тиску } p_2 = 25 \text{ бар.}$$

З діаграми $h-s$ знаходимо ентальпію пари при параметрах p_1 , t_1 , тобто $h_1 = 3160 \text{ кДж/кг}$ і після розширення за адіабатою до тиску p_2 знаходимо $h_2 = 2940 \text{ кДж/кг}$.

2. Використовуючи формулу (6.57), знаходимо швидкість витікання пари

$$w = 44,7 \sqrt{(h_1 - h_2)} = 44,7 \sqrt{(3160 - 2940)} = 663 \text{ м/с.}$$

Відповідь: $w = 663 \text{ м/с.}$

Задача 6.3.

Водяна пара, яка має початковий тиск $p_1 = 3 \text{ МПа}$ і температуру $t_1 = 350^\circ\text{C}$, витікає в атмосферу з тиском $p_2 = 0,1 \text{ МПа}$. Визначити швидкість адіабатного витікання через звичайне сопло зі звуженням і через комбіноване сопло з розширенням.

Дано:

$$p_1 = 3 \text{ МПа}$$

$$t_1 = 350^\circ\text{C};$$

$$p_2 = 0,1 \text{ МПа};$$

$$w_2 = ?.$$

Розв'язання

1. Через те, що весь процес витікання проходить майже в області перегрітої пари, то можна прийняти $\beta_{кр} = 0,546$. За вихідними даними $\beta = p_2/p_1 = 0,1/3 = 0,033$. Отже, в звичайне сопло

не забезпечує повного розширення пари, і на виході з сопла встановиться критичний тиск $p_{2кр} = \beta_{кр} p_1 = 0,546 \cdot 3 = 1,64 \text{ МПа}$. Це означає, що енталь-



пію пари на виході з сопла необхідно приймати з ***h-s*** діаграми при тиску $p_{2кр}$. З діаграми ***h-s*** знаходимо ентальпію пари при параметрах p_1, t_1 , тобто $h_1 = 3120$ кДж/кг і після розширення за адіабатою до тиску $p_{2кр}$ знаходимо $h_{2кр} = 2940$ кДж/кг.

2. Використовуючи формулу (6.57), знаходимо швидкість витікання пари

$$w_2 = 44,7 \sqrt{(h_1 - h_{2кр})} = 44,7 \sqrt{(3120 - 2940)} = 600 \text{ м/с.}$$

3. Для комбінованого сопла з діаграми ***h-s*** діаграми знаходимо ентальпію пари на виході при $p_2 = 0,1$ МПа, тобто $h_2 = 2450$ кДж/кг, тоді

$$w_{2к} = 44,7 \sqrt{(h_1 - h_2)} = 44,7 \sqrt{(3120 - 2450)} = 1157 \text{ м/с.}$$

Відповідь: $w_2 = 600$ м/с; $w_{2к} = 1157$ м/с.

Задача 6.4.

Визначити швидкість витікання і витрату кисню, що виходить з балона через сопло, що звужується, в середовище з тиском $p_2 = 5$ МПа. Тиск кисню в балоні $p_1 = 6$ МПа, температура $t_1 = 80^\circ\text{C}$. Площа вихідного перерізу сопла $f_2 = 20$ мм².

Дано:

$p_2 = 5$ МПа;

$p_1 = 6$ МПа;

$t_1 = 80^\circ\text{C}$;

$f_2 = 20$ мм².

$w_2 = ?$; $m_1 = ?$.

Розв'язання

1. Відношення тисків при витіканні кисню

$$\beta = p_2/p_1 = 5/6 = 0,833 > \beta_{кр} = 0,529;$$

отже, режим витікання докритичний.

2. Питомий об'єм кисню з рівняння стану

$$v_1 = R_\mu T_1 / (\mu_{O_2} p_1) = 8314 \cdot 353 / (32 \cdot 6 \cdot 10^6) = 0,0153 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

3. Швидкість витікання кисню за формулою (6.57)

$$w_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 [1 - (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}]} =$$

$$= \sqrt{2 \frac{1,4}{1,4-1} 6 \cdot 10^6 \cdot 0,0153 \cdot [1 - (0,833)^{(1,4-1)/1,4}]} = 181 \text{ м/с.}$$

4. Витрата кисню за формулою (6.61)

$$m_1 = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} [(p_2 / p_1)^{2/k} - (p_2 / p_1)^{(k+1)/k}]} =$$

$$= 20 \cdot 10^{-6} \sqrt{2 \frac{1,4}{1,4-1} \cdot \frac{6 \cdot 10^6}{0,0153} [(0,833)^{2/1,4} - (0,833)^{(1,4+1)/1,4}]} = 0,203 \text{ кг/с.}$$

Відповідь: $w_2 = 181$ м/с; $m_1 = 0,207$ кг/с.

Задача 6.5.

До якого тиску повинно виконуватися дроселювання водяної пари з початковими параметрами $p_1 = 8$ МПа і $t_1 = 400^\circ\text{C}$, щоб питомий об'єм пари збільшився в 1,5 рази? Визначити зниження температури при дроселю-

ванні і втрату працездатності 1 кг пари, прийнявши нижчу температуру в системі $t_2 = 30^\circ\text{C}$.

Дано:

$p_1 = 8 \text{ МПа};$

$t_1 = 400^\circ\text{C};$

$\delta = v_2/v_1 = 1,5;$

$t_2 = 30^\circ\text{C}.$

$p_2 = ?; \Delta L_{\text{необ}} = ?.$

Розв'язання

1.3 діаграми $h-s$ для початкового стану пари при $p_1 = 8 \text{ МПа}$ і $t_1 = 400^\circ\text{C}$ знаходимо ентальпію пари $h_1 = 3140 \text{ кДж/кг}$, питомий об'єм $v_1 = 0,035 \text{ м}^3/\text{с}$ і ентропія $s_1 = 6,35 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$.

2. Через те, що при дроселюванні $h_2 = h_1$, то на перетині ізоентальпи h_1 з ізохорою $v_2 = 1,5 v_1 = 0,0525 \text{ м}^3/\text{с}$ встановлюємо параметри кінцевого стану пари: $p_2 = 52 \text{ бар} = 5,2 \text{ МПа}$, $t_2 = 380^\circ\text{C}$, $s_2 = 6,53 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$.

3. Отже, при дроселюванні температура пари знижується на $\Delta t = t_1 - t_2 = 400 - 380 = 20^\circ\text{C}$.

4. Питома ентропія зростає на

$\Delta s = s_2 - s_1 = 6,53 - 6,35 = 0,18 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$.

5. Втрата працездатності 1 кг пари при дроселюванні

$\Delta L_{\text{необ}} = T_o \Delta s = 303 \cdot 0,18 = 54,5 \text{ кДж}$.

Відповідь: $p_2 = 5,2 \text{ МПа}; \Delta L_{\text{необ}} = 54,5 \text{ кДж}$.

Контрольні питання

1. В чому сутність і які основні формулювання другого закону термодинаміки?
2. В чому полягає молекулярно-кінетична трактовка односторонності проходження теплових процесів?
3. Які математичні вирази використовують для другого закону термодинаміки при оборотних і необоротних процесах. В чому полягає термодинамічний зміст ентропії?
4. Що називається ексергією джерела роботи?
5. Що називається стаціонарним потоком?
6. Який вигляд має перший закон термодинаміки для потоку речовини?
7. Які канали називаються соплами, а які дифузорами?
8. Що таке критична швидкість витікання і критичне відношення тисків?
9. Який профіль повинно мати сопло, щоб отримати швидкість витікання на виході вище швидкості звуку?
10. Який процес називається дроселюванням?



7. РОБОЧІ ПРОЦЕСИ В КОМПРЕСОРАХ І ДВИГУНАХ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ

7.1. Термодинамічні основи компресора

Загальні відомості. *Компресором* називається аеродинамічна машина, яка призначена для стиску і переміщення газів або пари. За конструктивними ознаками компресори поділяються на дві групи. До першої групи відносяться поршневі і ротаційні компресори, які стискають гази при переміщенні поршнів або лопаток, що обертаються разом з роторами. Другу групу складають відцентрові й осьові компресори, стиск газу в яких здійснюється в два етапи. На першому етапі газу надається деяка швидкість, а на другому – зовнішня кінетична енергія перетворюється у внутрішню енергію, що призводить до підвищення тиску і температури. Цей принцип стиску використовується й у компресорах інжекційної дії.

Обидві групи компресорів з точки зору термодинаміки утворюють компресорний цикл, який супроводжується витратою механічної енергії на стискання. Отже, компресорні цикли є зворотні цикли.

Компресорний агрегат – це компресор (компресори) з приводом.

Ступінь компресора – це елемент компресора, який забезпечує створення тиску і переміщення газу в межах заданого діапазону тисків.

Компресори класифікуються за такими ознаками: а) за принципом дії - об'ємної дії і динамічної дії; б) за конструктивним виконанням-горизонтальні, вертикальні, опозитні, V-подібні, W-подібні, прямокутні, зірчасті; з) за призначенням – транспортні, багатогазові, мікрокомпресори, кріогенні, компресори загального призначення.

Компресор об'ємної дії - це компресор, в якому робочий процес здійснюється внаслідок циклічної зміни об'ємів робочих камер.

Компресор динамічної дії – це компресор в якому робочий процес здійснюється динамічною дією на неперервний потік стиснутого газу.

Турбокомпресор - це компресор динамічної дії, в якому дія на потік стиснутого газу здійснюється обертовими решітками лопаток ротора.

**Конструкції компресорів**

Відцентровий шестиступінчастий компресор показано на рис. 7.1. Швидкість повітря в його проточній частині така, що густина газу збільшується. Тому розміри ступенів за напрямком переміщення газового середовища зменшуються. Процес стиску повітря в компресорі супроводжується виділенням значної кількості теплоти, яку необхідно відводити. З цією метою компресор поділено на секції і обладнано двома проміжними холодильниками. Відбір стиснутого газу для охолодження здійснюється після другого (7) і четвертого (9) ступеня.

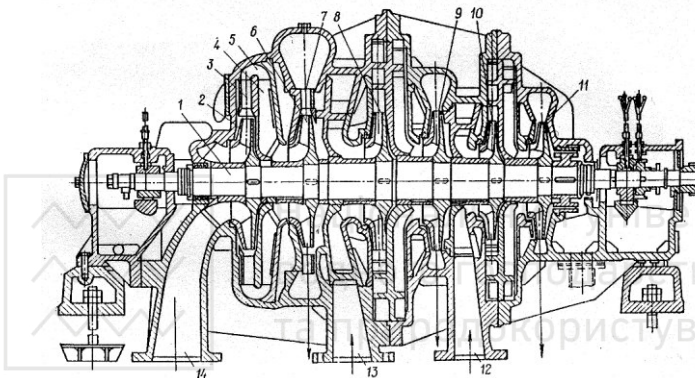


Рис. 7.1. Відцентровий шестиступінчастий компресор: 1- вал; 2, 6, 8, 9, 10, 11- робочі колеса; 7-кільцеві дифузори; 4- зворотний напрямний апарат; 5- напрямний апарат; 12, 13- канали для підводу газу з холодильників; 14- всмоктувальний патрубок

З холодильників охолоджений газ по каналах 12 і 13 підводиться до третього (8) і п'ятого (10) ступеня для подальшого стиску. Кінцевий стиск відбувається в шостому (11) ступені, після якого стиснений газ через спіральний відвід поступає у технологічні повітроводи.

Осьові турбокомпресори. В зв'язку з тим, що ступінь підвищення тиску осьовою секцією значно менше відцентрової, то осьові компресори мають більшу кількість секцій. Кожна секція складається з вінця лопаток, що обертаються і нерухомого вінця напрямних лопаток. Робочі лопатки закріплені на дисках, або барабані ротора, а напрямні - жорстко закріплені на корпусі компресора, рис 7.2.



У компресора передбачено проміжний відбір стисненого повітря через патрубок 6 після восьмої секції. Ротор компресора обертається у двох підшипниках ковзання, які змащуються рідким мінеральним мастилом.

Компресори об'ємної дії.

Поршневий компресор – це компресор об'ємної дії, зміна об'ємів робочих камер якого здійснюється поршнями зі зворотно-поступальним рухом.

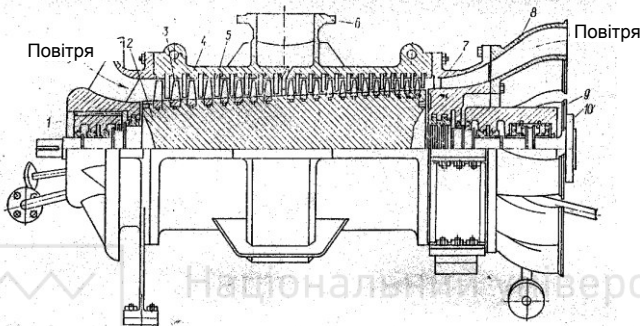


Рис. 7.2. Осьовий турбокомпресор: 1- опорний підшипник; 2- барабан; 3- робоча лопатка турбіни; 4 – корпус 5 - лопатка напрямного апарата; 6- патрубок проміжного відбору; 7- дифузор; 8- перехідний патрубок; 9- опорно-упорний підшипник; 10- фланець жорсткої муфти

З метою скорочення кількості різновидів поршневих компресорів проведена їх нормалізація. Заводи випускають компресори стандартизованого номенклатурного ряду з уніфікованими вузлами (поршні циліндри, вали рами і ін.). Це дає можливість випускати компресори з різними параметрами (Q , p) при менших витратах коштів.

Основною відмінністю одноступінчастого поршневого компресора, рис.7.3, від насоса є наявність камери охолодження циліндра, в яку подається вода, тому, що найбільше підняття тиску досягає $\varepsilon=7$. В поршневих компресорах також не передбачають повітряні ковпаки.

Регулювання подачі одноступінчастих поршневих компресорів проводиться зміною частоти обертання вала, дроселюванням при всмоктуванні, віджиманням пластин всмоктувального клапана, зміною мертвого простору, перепуском стиснутого повітря із напірного у всмоктувальний трубопровід. При регулюванні подачі

багатоступінчастих компресорів необхідно змінювати подачу всіх

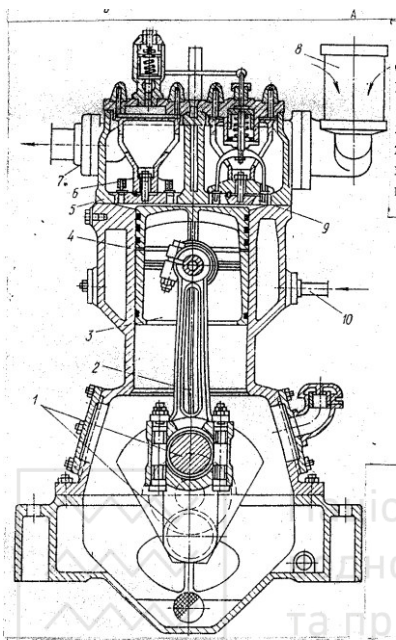


Рис. 7.3. Поршневий компресор:
1- колінчастий вал; 2- шатун; 3- поршень; 4- робочий циліндр; 5- кришка циліндра; 6- нагнітальний клапан; 7- нагнітальний трубопровід; 8- повітрозабірник; 9- всмоктувальний клапан; 10- підвід охолоджуючої води

ня газу при переміщенні поршня протягом одного обороту вала. При зворотному русі поршня всмоктувальний і випускний клапани закриті і газ стискується за лінією 1-2 доти, поки не дотягнеться

тиск p_2 . При тиску p_2 відкривається випускний клапан і при подальшому русі поршня ліворуч відбувається процес витіснення (лінія 2-3) газу з циліндра компресора в нагнітальний трубопровід. Діаграму 1-2-3-4 називають *теоретичною індикаторною діаграмою*.

ступенів одночасно

. Якщо ж регулювати подачу лише першого ступеню стиску, то автоматично перерозподіляється робота між усіма ступенями і температура у кінці стиску в нерегульованих ступенях досягає недопустимих значень.

Нагнітання газів і пари

На рис 7.4. в діаграмі $p-v$ показані процеси, які проходять в ідеальному одноступінчатому поршневому компресорі, тобто залежність тиску від перемінного об'єму робочого тіла в циліндрі. Лінія 4-1 з тиском p_1 відображає процес всмоктуван-

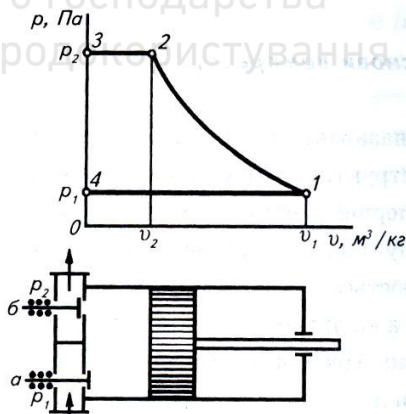


Рис. 7.4. Принципова схема і $p-v$ діаграма одноступінчатого компресора

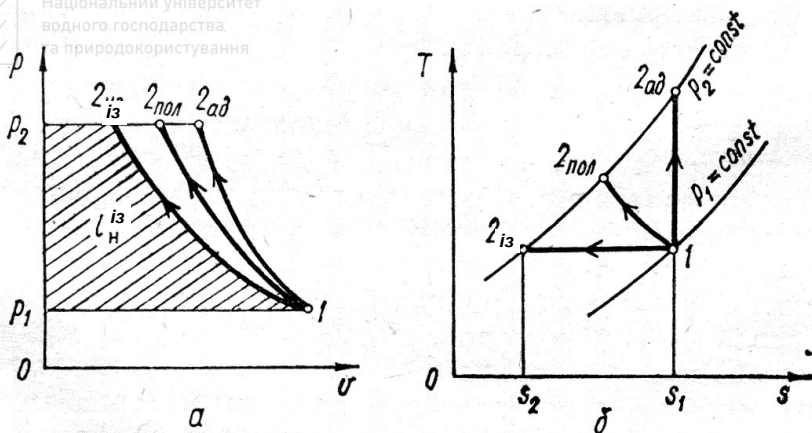


Рис. 7.5. Графіки процесу стиснення в $p-v$ координатах (а) і в $T-s$ координатах (б)

Тільки в процесі стиску 1–2 маса газу в циліндрі залишається постійною. Тому на $p-v$ діаграмі процеси всмоктування 4-1 і витиснення 2-3, у яких міняється кількість робочого тіла, не зображують термодинамічні процеси. На рис. 7.5. показані різні процеси стиску: ізотермний 1-2_{із}; політропний 1-2_{пол} і адіабатний 1-2_{ад}, реально стиск здійснюється за політропою з показником $n = 1,08 \dots 1,22$, тобто політропа розміщена між ізотермою і адіабатою ($1 < n < k$).

На рис. 7.5 видно, що при ізотермічному стисканні витрачається найменша робота, але для цього потрібне досить сильне охолодження повітря, яке здійснюється водою, що проходить через сорочку циліндра компресора.

Робота стиску в ідеальному компресорі:

$$l_k = l_{4-1} - l_{1-2} - l_{2-3}, \quad (7.1)$$

де $l_{4-1} = p_1 v_1$ і $l_{2-3} = p_2 v_2$.

Відповідно до рівняння (3.76)

$$l_{1-2} = - \frac{p_1 v_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (7.2)$$

Отже, для політропічного процесу будемо мати:

$$l_{k \text{ пол.}} = p_1 v_1 - l_{1-2} - p_2 v_2. \quad (7.3)$$

Згідно (3.54а) для адіабатного процесу стиснення газу



$l_s = l_{1-2} = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1)$. Звідки для політропічного процесу, приймаючи замість k показник політропи n , отримаємо

$$p_1 v_1 - p_2 v_2 = -(n-1) l_{1-2}. \text{ Тоді рівняння (7.3) приймає вигляд} \\ l_{\kappa \text{ пол.}} = -l_{1-2} - (n-1) l_{1-2} = -n l_{1-2}. \quad (7.4)$$

Або, враховуючи вираз (7.2), остаточно

$$l_{\kappa \text{ пол.}} = n \frac{p_1 v_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = - \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7.5)$$

Вираз для роботи компресора в адіабатному процесі можна одержати з рівняння (7.5), замінивши n на k :

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

Приймаючи до уваги рівняння (3.37) для умов стискання газу

$$l_{\kappa \text{ із}} = -RT_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (7.7)$$

Питому кількість теплоти, що відводиться, можна розрахувати за формулою

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

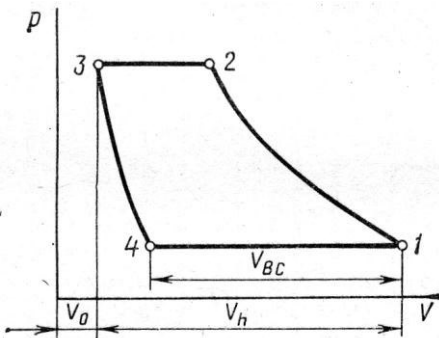


Рис. 7.6. Індикаторна діаграма компресора зі шкідливим простором.

шкідливому просторі V_o при русі поршня у зворотному напрямі

В реальному компресорі між поршнем, що знаходиться в крайньому лівому положенні, і кришкою циліндра з клапанами завжди повинен бути зазор, якому відповідає деякий об'єм V_o , рис. 7.6, і цей об'єм називається шкідливим простором. Внаслідок цього в процесі 2-3 не весь газ виштовхується з циліндра, а решта його, стиснута у

розширюється за лінією 3-4. Оскільки при всмоктування частина робочого об'єму заповнюється газом, що розширюється за політропою з коефіцієнтом n_o , корисний об'єм циліндра V_h зменшується до дійсного об'єму всмоктування V_{ec} .

Відносний об'єм шкідливого простору $a = V_o / V_h$. Відношення об'єму всмоктування V_{ec} до робочого об'єму V_h називається об'ємним ККД ступеня компресора: $\eta_{об} = V_{ec} / V_h$. Його значення знайдемо наступним чином. Позначимо $V_4 / V_h = x$. Тоді можна написати, що

$$x = \frac{V_4}{V_h} = \frac{V_h + V_o - V_{ec}}{V_h} = 1 + a - \eta_{об}, \quad (7.9)$$

звідки

$$\eta_{об} = 1 + a - x. \quad (7.10)$$

Знайдемо значення x . Для політропи (3-4) з коефіцієнтом n_o маємо

$$p_1 V_4^{n_o} = p_2 V_3^{n_o}, \text{ звідки при } V_3 = V_o \text{ отримаємо } V_4 = V_o (p_2 / p_1)^{1/n_o}.$$

Підставляючи цей вираз в формулу для x , одержимо

$$x = \frac{V_o}{V_h} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n_o} = a \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n_o}. \quad (7.11)$$

Підставляючи цей вираз в формулу (7.10), отримаємо

$$\eta_{об} = 1 + a - a \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n_o} = 1 - a \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n_o} - 1 \right]. \quad (7.12)$$

Під *ступенем підвищення тиску* розуміють відношення тиску на виході з ступеня до тиску на вході в ступінь:

$$\varepsilon = p_2 / p_1. \quad (7.13)$$

Дійсний робочий процес одноступінчастого поршневого компресора зображено індикаторною діаграмою на рис. 7.7 і він відрізняється від теоретичного головним чином наявністю втрат тиску у всмоктувальному і напірному клапанах.

Відношення дійсної подачі компресора V до теоретичної подачі називають V_t називають *коефіцієнтом подачі компресора*:

$$\eta_v = V / V_t. \quad (7.14)$$

Теоретична подача компресора ($\text{м}^3/\text{с}$) визначається за формулою

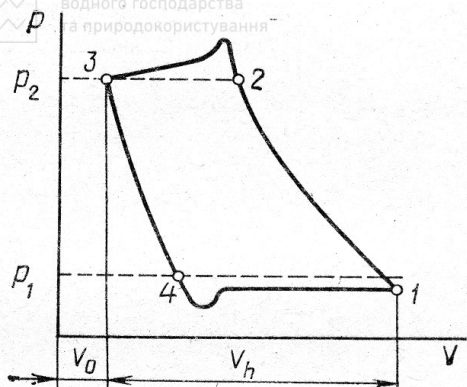


Рис. 7.7. Дійсна індикаторна діаграма стискування газу в компресорі

$$V_T = (\pi D^2/4)Sn, \quad (7.15)$$

де D – діаметр поршня, м;
 S – хід поршня, м; n – частота обертання вала, об/с.

Коефіцієнт подачі компресора знаходяться за формулою

$$\eta_V = \eta_{об} \eta_p \eta_T \eta_{вит}, \quad (7.16)$$

де η_p – коефіцієнт, який враховує зменшення тиску газу при всмоктуванні внаслідок опору системи всмоктування; η_T – коефіцієнт, який враховує зрос-

тання температури газу від нагрівання його при контакті зі стінками циліндра; $\eta_{вит}$ – коефіцієнт, який враховує витікання газу через нещільності у всмоктувальних клапанах.

Якщо відомі тиск і температура газу, який всмоктується, p_o і T_o , а також параметри газу на початку стискування в циліндрі p_1 і T_1 , то коефіцієнти η_p і η_T визначаються за формулами:

$$\eta_p = p_1/p_o; \quad (7.17)$$

$$\eta_T = T_o/T_1, \quad (7.18)$$

Коефіцієнт, який враховує витікання газу через нещільності :

$$\eta_{вит} = 1 - (G_{вит}/G_{вс}), \quad (7.19)$$

де $G_{вс}$ і $G_{вит}$ – витрата газу, що всмоктується, і витрата газу на витікання при всмоктуванні і нагнітанні, кг/с.

Масова подача компресора (кг/с) визначається за формулою

$$M = p_1 V / (RT_1), \quad (7.20)$$

де p_1 – тиск всмоктування, Па; V – дійсна подача компресора при тиску всмоктування, м³/с; R – газова стала, Дж/(кг·К); T_1 – абсолютна температура газу на всмоктуванні, К.

Ефективна потужність цих машин визначається за формулою

$$N_e = \rho_n V l / (1000 \eta), \quad (7.21)$$

де ρ_n – густина газу, який поступає у машину, кг/м³; V – подача газу, м³/с; l – питома енергія стиску газу, Дж/кг; η – повний ККД машини, $\eta = \eta_{об} \eta_m \eta_t$ ($\eta_{об}$ – об'ємний, η_m механічний, η_t – термодинамічний ККД).



У відмінність від насосів ефективність компресорних машин неможливо оцінювати тільки енергетичним ККД. Стиск газу при різних умовах теплообміну супроводжується різними термодинамічними процесами. Досконалість процесу оцінюється термодинамічним ККД: ізотермічним $\eta_t = \eta_{iz} = l_{iz} / l$; або ізоентропічним $\eta_i = \eta_a = l_a / l$; де l_{iz} , l_a - питомі енергії відповідно ізотермічного і ізоентропічного процесу; l - питома енергія дійсного політропічного процесу, який протікає у машині з показником політропи n .

Згідно формул (7.7) і (7.6)

$$l_{iz} = p_1 v_1 \ln(p_2/p_1) \quad (7.22)$$

$$l_a = [k/(k-1)] p_1 v_1 [(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1], \quad (7.23)$$



Рис. 7.8. Зображення процесу стиснення газу в циліндрі компресора при різних тисках в координатах $p-v$

На рис. 7.8 в координатах $p-v$ представлений процес стиснення газу в циліндрі при різних кінцевих тисках. Видно, що зі зростанням кінцевого тиску продуктивність компресора зменшується і при тиску, що відповідає точці 6, стає рівною нулю.

де k - показник степеня, який дорівнює відношенню теплоємностей стислого газу при постійному стиску і при постійному об'ємі, $k = C_p / C_v$. Для повітря $k=1,4$; v_1 - питомий об'єм повітря при тиску p_1 .

Ізотермічний к.к.д ($\eta_{iz} = 0,65...0,85$) використовується для оцінки роботи компресорів з інтенсивним водяним охолодженням (поршневі, шибєрні), а ізоентропічний к.к.д ($\eta_a = 0,7...0,9$) точніше характеризує роботу компресорів з неінтенсивним охолодженням (відцентрові і осьові).



З другого боку, процес стискання газу в циліндрі компресора проходить з виділенням теплоти. В кінці стиску вона може досягнути величини, яка дорівнює і навіть перевищує температуру спалаху мінерального масла, що змащує стінки циліндра. Спалах і вибухове горіння масла призводять до небажаних наслідків. Тому температура в циліндрі компресора в кінці стиску не повинна перевищувати температуру спалаху масла $t_{cm}=250^{\circ}\text{C}$. Ці дві причини обмежують значення тиску газу в кінці стискання. Звичайно в одноступеневому компресорі ступінь стискання $\varepsilon = p_2/p_1 = 6 \dots 8$.

Для більшого стискання газу необхідно використовувати багатоступеневі компресори.

На рис. 7.9 показана принципова схема трьохступеневий компресор, а на діаграмах рис. 7.10 і рис. 7.11 в координатах $p-v$ і $T-s$ представлені процеси, які в ньому проходять.

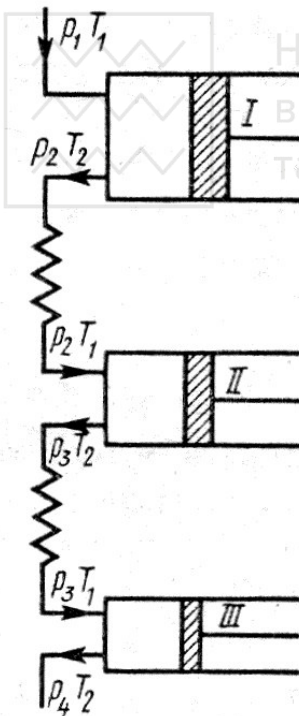


Рис. 7.9. Принципова схема трьохступеневого компресора

Технічна робота в кожному ступені однакова, що досягається однаковим ступенем стискання ε . Для трьохступеневого компресора його визначають наступним чином:

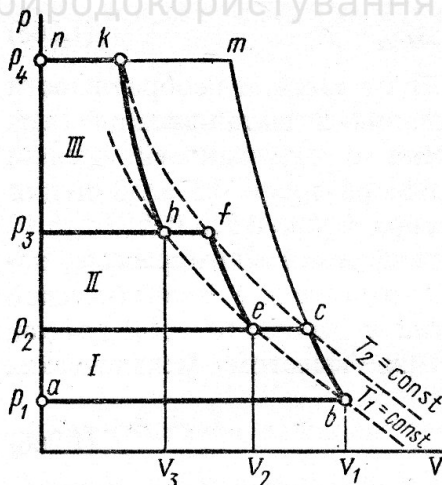


Рис. 7.10. Теоретична індикаторна діаграма трьохступеневого компресора в координатах $p-v$



Практично для z -ступінчастого компресора

$$\varepsilon = \psi(p_{i+1}/p_i) = \psi(p_{кин}/p_1)^{1/z}, \quad (7.24)$$

де $p_{кин}$ – кінцевий тиск газу z – ступеневого компресора, $\psi = 1, 1 \dots 1, 15$ – коефіцієнт, який враховує втрати тиску між ступенями.

Таким чином, теоретична технічна робота z -ступеневого компресора

$$L_{tex} = \frac{zn}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_{кин}}{p_1} \right)^{(n-1)/(zn)} - 1 \right]. \quad (7.25)$$

Кількість теплоти, яке необхідно відвести в кожному з z циліндрів компресора при оборотному політропічному процесі, буде дорівнювати

$$q_z = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_{z+1} - T_z). \quad (7.26)$$

Відповідно кількість теплоти, яку в оборотному ізобарному процесі необхідно відводити з кожного i -того проміжного холодильника,

$$q_{xi} = c_p (T_{i+1} - T_i). \quad (7.27)$$

Як видно з рис. 7.10, як би стискання газу від p_1 до p_4 відбувалося в одному циліндрі, то технічна робота компресора була б більша на величину,

яка дорівнює площі $cefhkmc$.

На рис. 7.11 лінії bc , ef , і hk представляють політропні процеси стискання в першому, другому і третьому циліндрах компресора відповідно, площі під цими лініями – теплота,

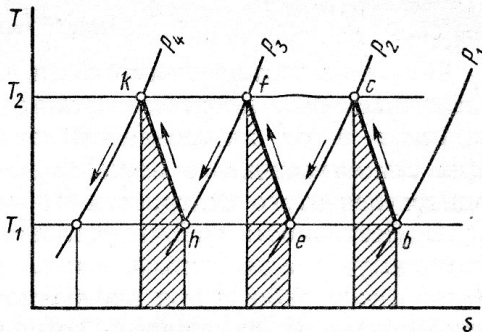


Рис. 7.11. Теоретична індикаторна діаграма трьохступеневого компресора в координатах T - s

яку повинні відводити від газу (шляхом охолодження водою «сорочок» циліндрів). Лінії se , fh представляють процеси ізобарно охолодження газу в охолоджувачах 1-го і 2-го ступенів відповідно,



а площі під цими лініями – теплота, яку необхідно відвести від газу в цих охолоджувачах.

7.2. Цикли двигунів внутрішнього згоряння

Основні поняття і визначення.

Двигунами внутрішнього згоряння називають теплові двигуни поршневого типу, в яких згоряння палива (підведення теплоти) і перетворення її в роботу відбувається безпосередньо всередині робочого циліндра.

Робочим тілом цих двигунів є продукти згоряння палива.

На рис. 7.12. зображена схема ДВЗ. В головці циліндра 1 розміщені впускний 3 і випускний 4 клапани і свіча запалення або форсунка для впорскування палива (не показані на рисунку), в залежності від типу двигуна. Зворотно-поступальний рух поршня 2 за допомогою кривошипно-шатунного механізму (шатун - 5, кривошип - 6) перетворюється в обертальний рух колінчастого вала.

На рис. 7.12 (положення I) відмічені два крайніх положення поршня, які називають мертвими точками.

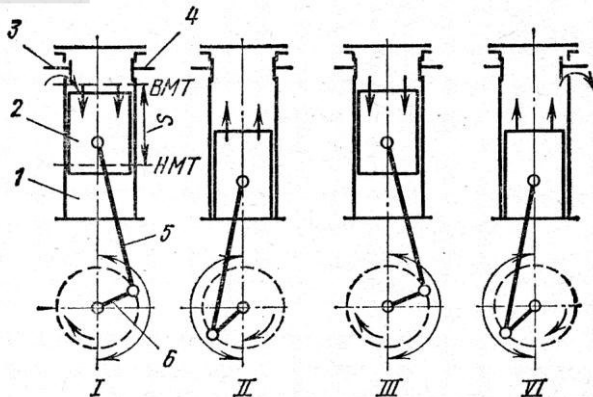


Рис. 7.12. Схема чотирьохтактного двигуна внутрішнього згоряння

Верхня мертва точка (ВМТ) відповідає верхньому крайньому положенню поршня, при якому відстань його від осі вала максимальна. Нижня мертва точка (НМТ) відповідає крайньому ниж-



ньому положенню поршня, при якому відстань його від осі вала мінімальна. Шлях, який проходить поршень від однієї мертвої точки до другої, називають *ходом поршня* і позначають буквою S . Хід поршня залежить від довжини кривошипу і чисельно дорівнює подвійній його довжині ($S = 2r$). Кожному ходу поршня відповідає поворот колінчастого вала на півоберта, тобто на 180° . Повний оборот колінчастого вала навколо осі відповідає двом ходам поршня.

Переміщення поршня із одного крайнього положення в друге називають *тактом*. В зв'язку з цим двигуни бувають чотирьохтактні і двотактні.

Об'єм циліндра, який знаходиться між ВМТ і НМТ, називають *робочим об'ємом циліндра* і позначається буквою V_h .

Об'єм, який знаходиться між головкою циліндра і поршнем, що розташований в ВМТ, називають *об'ємом камери згорання* або *камери стиснення* і позначається буквою V_c . Суму робочого об'єму V_h і об'єму камери згорання V_c називають *повним об'ємом циліндра*:

$$V_a = V_h + V_c. \quad (7.28)$$

Відношення повного об'єму до об'єму камери згорання називають *ступенем стиснення* і позначають буквою ε :

$$\varepsilon = V_a / V_c. \quad (7.29)$$

Для того щоб в циліндрі двигуна паливо згорало найбільш повно, воно повинно бути добре перемішано з необхідною для згорання кількістю повітря. При цьому намагаються спалювати паливо при мінімальному надлишку повітря. Чим дрібніше розпилено рідке паливо і чим краще воно перемішано з повітрям, тим повніше відбувається згорання при даному коефіцієнті надлишку повітря. А це значить, що при якісному утворенні суміші в той же робочий об'єм циліндра можливо ввести більше палива, що підвищить потужність двигуна. Суміш повітря з паливом, яка підготовлена для спалювання в двигуні, називають *робочою сумішшю*.

Існує два способи сумішоутворення: зовнішнє і внутрішнє.

В двигунах з зовнішнім сумішоутворенням приготування свіжої суміші здійснюється в змішувачі. Підготовлена для спалювання суміш подається в циліндр. Запалювання суміші в циліндрі здійснюється примусово від електричної іскри. Двигуни з зовніш-

нім сумішоутворенням працюють з низьким ступенем стиснення суміші. До них відносяться карбюраторні і газові двигуни.

В двигунах з внутрішнім сумішоутворенням паливо і повітря в робочий циліндр подаються роздільно. Всередині циліндра вони змішуються, утворюючи робочу суміш. Двигуни такого роду розділені на два класи: двигуни високого стиску з samozапаленням і двигуни низького стиску з примусовим запаленням.

За способом здійснення циклу ДВЗ поділяють на два основних класи: чотирьохтактні, в яких кожний робочий цикл здійснюється один раз за чотири такти (тобто один робочий цикл за два обороти вала) і двотактні, в яких кожний робочий цикл відбувається один раз за два такти (тобто один робочий цикл за один оборот вала).

Принцип дії поршневого ДВЗ

На рис. 7.13 приведена схема поршневого двигуна внутрішнього згорання. Циліндр 6 зверху закритий кришкою 1, яка називається головкою. В головці є два отвори, які закриваються впускним 5 і випускним 4 клапанами, і один отвір для установки форсунки 3 (в дизелі) або свічки запалення (в карбюраторному двигуні). Через впускні отвори в циліндр поступає повітря (в дизелі) або горюча суміш (в карбюраторному двигуні), а через випускні - виходять відпрацьовані гази. В середині циліндра розміщується поршень 7, який з'єднаний поршневим пальцем 8 з шатуном 9. Шатун нижнім кінцем (головкою) шарнірно з'єднаний з шатунною шийкою колінчастого вала 12,

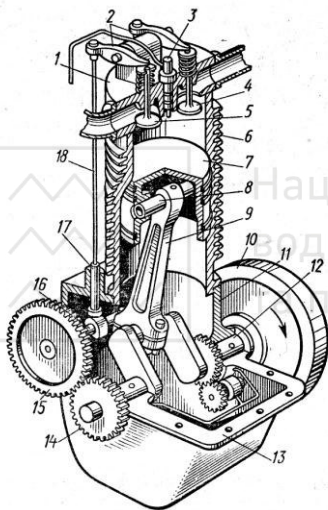


Рис. 7.13. Схема одноциліндрового поршневого ДВЗ; 1- головка циліндра; 2- коромисла; 3- форсунка; 4- випускний клапан; 5- впускний клапан; 6- циліндр; 7- поршень; 8- поршневий палець; 9- шатун; 10- маховик; 11- картер; 12- колінчастий вал; 13- піддон картера; 14- шестерня колінчастого вала; 15- шестерня розподільчого вала; 16- розподільчий вал; 17- штовхач; 18- штанга.



який лежить корінними шийками в корінних підшипниках картера 11 і може вільно в них обертатися

На передньому кінці колінчастого вала закріплена шестерня 14, яка знаходиться в постійному зачепленні з шестернею 15 розподільчого вала 16. Розподільчий вал, діючи кулачками на штовхачі 17, на штанги 18 і коромисла 2 в певний час відкривають впускні або випускні клапани. На задньому кінці колінчастого вала закріплений маховик 10. Картер 11 двигуна знизу закритий кришкою 13, яка називається піддоном.

Верхня головка шатуна рухається разом з поршнем циліндра. Нижня головка, діючи на шатунну шийку, примушує колінчастий вал обертатися навколо осі в корінних підшипниках. При цьому шатунна шийка повертається і описує коло радіусом, який дорівнює довжині кривошипу. Коли осі верхньої і нижньої головок шатуна і вісь колінчастого вала лежать в одній площині, поршень в циліндрі знаходиться в крайньому верхньому або нижньому положенні, рис. 7.12. При виході з крайнього верхнього або нижнього положення поршень змінює напрям руху.

Теоретичні цикли поршневих ДВЗ.

Досконалість циклу поршневих ДВЗ оцінюють шляхом співставлення з іншими циклами, які найбільш близькі за характером підводу і відводу теплоти до дійсних двигунів: з ізохорним ($V = const$), ізобарним ($p = const$) і змішаними підводами теплоти. Відвід теплоти для всіх циклів ізохорний. Робочим тілом в двигунах є газ, який утворюється при спалюванні рідкого або газоподібного палива в суміші з повітрям

Дослідження теоретичних циклів ДВЗ проводять при наступних припущеннях: всі процеси, які протікають в ДВЗ, обернені; цикл протікає з постійною кількістю одного і того ж робочого тіла, хімічний склад робочого тіла залишається постійним на протязі всього циклу, через те, що передбачається, що паливо не згорає в циліндрі, а теплота підводиться до робочого тіла зовні і частина її передається холодильнику; процеси стиснення робочого тіла і його розширення адіабатні; теплоємність робочого тіла не залежить від температури.

Цикл з ізохорним підведенням теплоти (цикл Отто). На рис. 7.14а показаний теоретичний цикл ДВЗ з ізохорним підведен-



ням теплоти. Цей цикл характерний для двигунів із зовнішнім сумішоутворенням (бензинові, газові).

Точка 1 відповідає стану 1 кг робочого тіла перед стисканням з параметрами p_1, v_1, T_1 . Робоче тіло адіабатно (крива 1-2) стискається, і в точці 2 його параметри p_2, v_2, T_2 . Потім до робочого тіла ізохорно підводиться теплота q_1 , в результаті чого його тиск різко підвищується до p_3 , температура – до T_3 , а об'єм залишається рівним v_2 . В точці 3 підвід теплоти припиняється. В робочому такті робоче тіло адіабатно розширюється (крива 3-4) до параметрів p_4, v_4, T_4 . Нарешті, ізохорно (крива 4-1) відводиться теплота q_2 , яка не перетворилася у роботу. Таким чином, теоретичний цикл Отто складається з двох адіабат: 1-2 і 3-4, і двох ізохор: 2-3 і 4-1. Визначимо термічний ККД ДВЗ.

Виходячи з загального визначення $\eta_T = 1/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1 = 1 - q_2/q_1$. Через те, що для розглядуваного циклу

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2); \quad q_2 = c_v(T_4 - T_1), \quad (7.30)$$

то

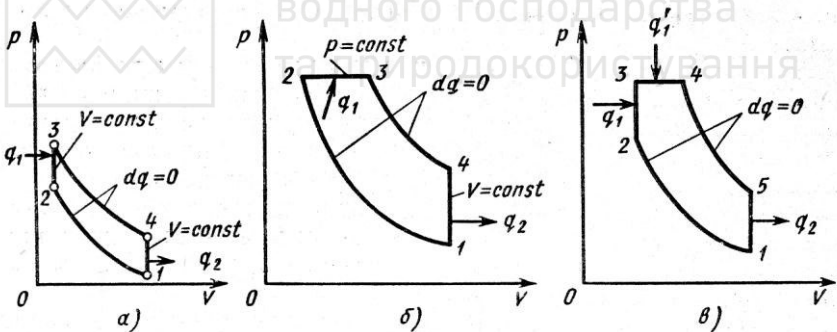


Рис 7.14. Теоретичні цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання з підведенням теплоти: а-ізохорним; б – ізобарним; в - змішаним

$$\eta_T = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} \quad (7.31)$$

або

$$\eta_T = 1 - \frac{T_1(T_4/T_1 - 1)}{T_2(T_3/T_2 - 1)}. \quad (7.32)$$

Для адіабатних процесів 1-2 і 3-4 при $c_p/c_v = k$ можливо записати



$$T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1}; \quad (7.33)$$

$$T_4 v_4^{k-1} = T_3 v_3^{k-1}; \quad (7.34)$$

Поділивши друге рівняння на перше і враховуючи, що $v_4 = v_1 = \text{const}$ і $v_3 = v_2 = \text{const}$, отримаємо $T_4/T_1 = T_3/T_2$. Тоді остаточно

$$\eta_T = 1 - T_1/T_2. \quad (7.35)$$

З викладеного випливає, що термічний ККД η_T тим більший, чим вища температура на початку адіабатного розширення (до кінця підводу теплоти) і чим нижча початкова температура робочого тіла перед адіабатичним стисканням.

На основі рівняння $T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1}$ можливо записати

$$\eta_T = 1 - (v_2/v_1)^{k-1}. \quad (7.36)$$

Відношення $v_1/v_2 = \varepsilon$ називають ступенем стискання. Підставив це відношення в вираз (7.36), отримаємо

$$\eta_T = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}. \quad (7.37)$$

Отже термічний ККД циклу з ізохорним підведенням теплоти збільшується із зростанням степені стискання і показника адіабати k .

Цикл з ізобарним підведенням теплоти (цикл Дизеля). Цей цикл являє собою термодинамічний круговий процес, що протікає в компресорному дизелі, у якому розпил палива в циліндрі здійснюється стисненням повітрям. На рис 7.14б показано теоретичний цикл Дизеля, який складається з двох адіабат: 1-2 і 3-4, ізобари 2-3 і ізохори 4-1. В точці 1 параметри 1 кг робочого тіла p_1 , v_1 , T_1 . В результаті адіабатного стискання тиск підвищується до p_2 , температура до T_2 , а об'єм зменшиться до v_2 . Після ізобарного підведення теплоти q_1 температура робочого тіла підвищилася до T_3 , об'єм збільшився до v_3 , тиск залишився рівним p_2 . В кінці адіабатичного розширення 3-4 тиск став p_4 , температура T_4 і об'єм v_4 . Після ізохорного відводу теплоти q_2 температура впала до T_1 , тиск понизився до p_1 , а об'єм залишився v_1 .

З урахуванням рівнянь $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$; $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$, термічний ККД циклу

$$\eta_T = 1 - q_2/q_1 = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)}. \quad (7.38)$$

З рівняння адіабати 1-2 $T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}$, звідки $T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}$.



Із рівняння ізобари 2-3 $T_3/T_2 = v_3/v_2 = \rho$, де відношення $v_3/v_2 = \rho$ називають *ступенем попереднього розширення*. Після перетворення отримаємо

$$T_3 = T_2 \rho = \rho T_1 \varepsilon^{k-1}. \quad (7.39)$$

Із адіабати розширення $T_4/T_3 = (v_3/v_1)^{k-1}$. Через те, що

$$v_3/v_1 = (v_3 v_2)/(v_2 v_1) = \rho/\varepsilon,$$

то

$$T_4 = T_3 (\rho/\varepsilon)^{k-1} = \rho T_1 (\varepsilon^{k-1} \rho^{k-1})/\varepsilon^{k-1} = T_1 \rho^k. \quad (7.40)$$

Підставляючи отримані значення в формулу (7.38) і враховуючи, що

$$c_v/c_p = 1/k,$$

одержимо

$$\eta_T = 1 - \frac{T_1 \rho^k - T_1}{k(\rho T_1 \varepsilon^{k-1} - T_1 \varepsilon^{k-1})} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}. \quad (7.41)$$

Як видно, термічний ККД циклу ДВЗ з ізобарним підведенням теплоти зростає зі збільшенням ступені стискування ε і зменшенням ступені попереднього розширення ρ (тому, що при $k > 1$ і $\rho > 1$,

$$\frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)} > 1).$$

Термічний ККД циклу Дизеля відрізняється від термічного ККД циклу Отто постійним множником $\frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)} > 1$. Тому η_T цик-

лу з ізобарним підведенням тепла більше η_T циклу з ізохорним підведенням тепла, якщо ступінь стискування першого значно більша другого. Але при однакових значеннях ε переваги на боці циклу Отто.

Змішаний цикл. Намагання підвищити економічність ДВЗ і наблизити термічний ККД циклу Дизеля до значення η_T для циклу Отто при однаковому ступені стиску привело до створення двигуна, який працює по змішаному циклу, рис 7.14в. Цей цикл складається із адіабати стиску 1-2, ізохори 2-3 з підведенням теплоти q_{1v} , ізобари 3-4 з підведенням теплоти q_{1p} , адіабати розширення 4-5 і ізохори 5-1, по якій теплота q_2 відводиться від робочого тіла в охолоджувач. При цьому підводиться теплота $q_1 = q_{1v} + q_{1p}$

Позначимо безрозмірні параметри, що характеризують цикл:

$\varepsilon = v_1/v_2$ - *ступінь стиску*;



$\rho = v_4/v_3$ – ступінь попереднього розширення;

$\lambda = p_3/p_2$ – ступінь ізохорного підвищення тиску.

Визначимо термічний ККД циклу. Очевидно, що

$$q_{1v} = c_v(T_3 - T_2); \quad q_{1p} = c_p(T_4 - T_3); \quad q_2 = c_v(T_5 - T_1); \quad (7.42)$$

Тоді

$$\eta_T = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)}. \quad (7.43)$$

Для адіабатного процесу 1-2 відповідно рівняння (3.48)

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \epsilon^{k-1}, \text{ відкіля } T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}.$$

Для ізохорного процесу 2-3 з урахуванням того, що в цьому процесі $p_3/p_1 = T_3/T_1$, одержимо

$$T_3 = T_2(p_3/p_2) = T_2\lambda = T_1\lambda\epsilon^{k-1}.$$

Для ізобарного процесу 3-4 при

$$\frac{v_4}{v_3} = \frac{T_4}{T_3} = \rho, \text{ звідки } T_4 = \rho T_3 = T_1\lambda\rho\epsilon^{k-1}.$$

Для адіабатного процесу 4-5

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^{k-1}.$$

З огляду на те, що $v_2 = v_3$, можна записати

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \rho^{k-1} \frac{1}{\epsilon^{k-1}}, \text{ відкіля}$$

$$T_5 = T_4 \rho^{k-1} \frac{1}{\epsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Підставляючи отримані вирази в (7.42) і з огляду на те, що $c_p/c_v = k$, будемо мати

$$q_1 = q_{1v} + q_{1p} = c_v T_1 \epsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)],$$

$$q_2 = c_v T_1 (\lambda \rho^k - 1).$$

Таким чином, термічний ККД циклу двигуна внутрішнього згоряння зі змішаним підведенням теплоти запишеться так:



$$\eta_T = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v T_1 (\lambda \rho^k - 1)}{c_v T_1 \varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)]}.$$

Остаточно

$$\eta_T = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (7.44)$$

Термічний ККД змішаного циклу зростає зі збільшенням степені стискування і зменшенні степені попереднього розширення.

Дійсні цикли двигунів.

Дійсні (робочі) цикли поршневих ДВЗ відрізняються від теоретичних із-за неможливості дотримання умов, які приймалися при розгляді останніх. Наприклад, процеси в дійсному циклі необоротні і розімкнені, через те, що хімічний склад робочого тіла (горючої суміші) змінюється тільки в одному напрямі, в результаті чого утворюються продукти згорання, які не можуть перейти знову в горючу суміш, а після розширення викидаються з циліндра в атмосферу. Дійсний цикл складається з реальних (дійсних) процесів, які протікають в циліндрі двигуна при змінній теплоємності повітря і продуктів згорання. Внаслідок згорання палива хімічний склад, а отже, і фізичні властивості робочого тіла, суттєво змінюються. Кількість робочого тіла не залишається постійною на протязі всього процесу стискування і розширення, тому, що відкриття і закриття впускного і випускного клапанів, як правило, не співпадають з нахождением поршня в ВМТ і в НМТ. Крім того, в циліндрі двигуна відбувається інтенсивний теплообмін між робочим тілом, стінками циліндра і поршня і є всілякі гідравлічні втрати.

На рис 7.15 в координатах p, v приведені індикаторні діаграми циклів двигунів, які працюють з ізохорним, ізобарним, а також змішаним підводом теплоти (згорання палива).

В п у с к здійснюється при відкритому впускному клапані і русі поршня від ВМТ до НМТ. Внаслідок збільшення об'єму в циліндрі створюється розрідження, і в циліндр по впускному трубопроводу через відкритий впускний клапан поступає горюча суміш (в двигуні з примусовим запаленням) або повітря (в двигуні з samozapalenniam палива). В зв'язку з опором, який виникає від тертя горючої суміші (повітря) зі стінкою випускного трубопроводу в циліндрі на протязі усього процесу впуску (за кривою 1-2) підтримується тиск нижче атмосферного (рівний 85...95 кПа).

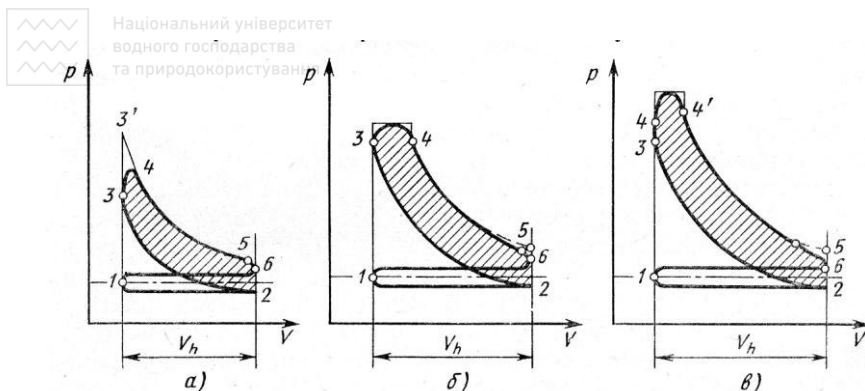


Рис. 7.15. Індикаторні діаграми дійсних (робочих) циклів поршневих ДВЗ з підводом теплоти: а – ізохорним; б – ізобарним; в – змішаним

Крім того, горюча суміш (повітря) нагрівається від гарячих стінок двигуна. В результаті опору впускного трубопроводу і нагрівання горючої суміші (повітря) відбувається їх розширення і зменшення маси свіжого заряду.

На степінь наповнення циліндра свіжим зарядом значною мірою впливають також фази газорозподілення, тобто моменти і тривалість відкриття і закриття клапанів. Впускний клапан звичайно відкривається з випередженням, тобто до підходу поршня в ВМТ, а закривається з запізненням, тобто після проходження поршнем НМТ. Відкриття впускного клапана з випередженням дає можливість горючій суміші або повітрю потрапляти через великий переріз каналу і покращує продувку (очищення) камери згорання від продуктів згорання (залишкових газів). Запізнення закриття впускного клапана покращує заповнення циліндра двигуна свіжим зарядом, тому що при русі поршня від НМТ до ВМТ при відкритому впускному клапані на протязі певного часу в циліндр продовжує поступати свіжий заряд під дією сил інерції при тиску в циліндрі, який дорівнює або навіть дещо перевищує атмосферний.

С т и с к а н н я в дійсному циклі проходить за лінією 2-3, яка є політропою, а не адіабатою, як в теоретичному циклі. Це пояснюється тим, що в процесі стискання відбувається теплообмін між свіжим зарядом, що стискається, і стінками циліндра і поршня. На початку стискання температура стінок вище температури свіжого заряду, а при подальшому стисканні температура заряду підвищується, становлячись вище за температури стінок циліндру і порш-



ня. В першому випадку свіжий заряд приймає теплоту від стінок циліндру і поршня, а в другому – віддає її їм.

Для підвищення ефективності дійсного циклу необхідно правильно вибрати ступінь стиску ε . Чим вище ступінь стиску двигуна, тим більше тиском стискається свіжий заряд і тим вище його температура в кінці стиску. В двигунах з запаленням від стороннього джерела необхідно стискати горючу суміш так, щоб її температура була на декілька градусів нижче температури самозапалення. Практично ступінь стискання вибирають в залежності від виду палива, на якому повинен працювати двигун, тому що різне паливо має різну температуру запалення. Через це ступінь стискання для двигунів з запаленням суміші від стороннього джерела становить для працюючих на бензині 6...12, на газоподібному паливі 5...9. Менші значення ступеня стискання приводять до зниженню ККД дійсного циклу, а більші – до передчасного спалаху суміші або детонації (вибуховому горінню), що, крім зниження ККД циклу, призводить до прискореного зношування і скороченню строку служби двигуна.

В двигунах з самозапалюванням палива ступінь стискання повинна знаходитися в межах 12...19. При $\varepsilon < 12$ не гарантовано самозапалення суміші, при $\varepsilon > 19$ розвивається дуже великий тиск після згорання палива. В обох випадках значення ККД дійсного циклу менше оптимального.

З г о р а н н я робочої суміші протікає з досить великою, але скінченою швидкістю. В зв'язку з цим виникає теплообмін між продуктами згорання і стінками циліндра і поршня з одночасною віддачею теплоти деталями двигуна оточуючому середовищу. Крім того, згорання в двигунах з запаленням від стороннього джерела протікає при зростаючому об'ємі, що призводить до зниженню максимального тиску продуктів згорання на поршень (крива 3-4) на рис. 7.15а. Щоб процес згорання в двигуні проходив найбільш досконало і щоб створити максимальний тиск на поршень на початок його робочого ходу, необхідно запалювати робочу суміш до підходу поршня в ВМТ, тобто з деяким випередженням. Кут повороту колінчастого валу, на який він повинен повернутися, щоб поршень підійшов до ВМТ, називають *кутом випередження запалювання*. При випереджувачому запалюванні згорання суміші в двигунах з запалюванням від стороннього джерела відбувається



в мінімальному і практично мало змінному об'ємі, тому процес згорання наближається до ізохорного

В двигунах з самозапаленням робочої суміші в кінці стискання в циліндр під тиском вприскується паливо. Воно переміщується з повітрям, а також з залишками продуктів згорання від попереднього циклу і самозапалюється завдяки високій температурі стиснутого повітря. Самозапалення відбувається не миттєво після подачі палива, а по проходженні деякого часу, за яке паливо ретельно переміщується з повітрям і проходить стадію хімічної підготовки до самозапалення. Щоб до моменту підходу поршня до ВМТ суміш загорілася, та в циліндрі встановився максимальний тиск до початку робочого ходу, необхідно вприскувати паливо в циліндр з деяким випередженням, яке виражається в градусах кута повертання колінчастого вала. Цей кут називається *кутом випередження вприску палива*.

В дизельних двигунах розпилювання палива здійснюється спеціальним насосом, який під тиском 8...150 МПа проштовхує паливо через дуже маленькі отвори форсунки. При цьому вприскування палива в циліндр відбувається зі значним випередженням і продовжується деякий час після того, як поршень проходить ВМТ. В результаті в циліндрі створюються умови, при яких згорання палива здійснюється частково ізохорно (по ізохорі 3-4, рис. 7.15в) і частково ізобарно (по ізобарі 4-4'), тобто відбувається змішане згорання палива. В дійсності процес згорання не є, строго говорячи, ізохорним або ізобарним, рівно як і крива 3-4 не є ізохорою, а крива 4-4' – ізобарою. Це пояснюється тим, що за час горіння палива продукти згорання віддають частину теплоти циліндру і поршню, а потім деталями двигуна ця теплота передається в атмосферу. Цим же пояснюється і те, що потужність і економічність дійсних циклів виявляється більш низькою, ніж близьких до них теоретичних циклів.

Розширення в дійсному циклі ДВЗ протікає за кривою 4-5, рис 7.15а-в при русі поршня від ВМТ до НМТ (впускний і випускний клапани закриті). На протікання процесу впливає, крім охолодження і невеликого зменшення кількості газів (із-за витікання через нещільності притискання поршня до циліндру і клапанів до сидел), явище догорання палива. В процесі розширення догорає те паливо, яке не встигло згоріти при надходженні поршня в ВМТ, внаслідок недосконалості перемішування з повітрям або із-за бра-



ку часу. На різних ділянках розширення догорання палива відбувається з різною швидкістю: більш інтенсивно – в першій частині процесу розширення і поступово затухає з наближенням поршня до НМТ.

Ступінь охолодження газів, що розширюються, залежить в основному від площі поверхні охолодження, різниці температур і часу. Зменшення кількості газів, що розширюються, в результаті витікання їх із циліндру через нещільності прилягання поршня до циліндру і клапанів до сідел, є також неоднакове для різних ділянок ходу поршня, тому що тиск і витікання газів безперервно зменшується в міру віддалення поршня від ВМТ. Все це обумовлює протікання процесу розширення в дійсному циклі не по адіабаті, як в теоретичному циклі, а по політропі.

В и п у с к продуктів згорання (відпрацьованих газів) проходить з деяким випередженням, тобто випускний клапан відкривається до приходу поршня в НМТ, коли тиск в циліндрі значно вище атмосферного. Це робиться для того, щоб частина продуктів згорання встигла вийти з циліндру до приходу поршня в НМТ, а тиск в циліндрі встиг наблизитися до атмосферного. В протилежному випадку відпрацьовані гази створюють великий протитиск руху поршню від НМТ до ВМТ, на подолання якого потрібно витратити значну роботу.

Для кращого очищення циліндра від продуктів згорання випускний клапан закривається з деяким запізненням, тобто після приходу клапана в ВМТ. В цей час випускний клапан також знаходиться у відкритому стані, що дозволяє продуктам згорання виходити в атмосферу за інерцією, коли поршень починає переміщуватися від ВМТ до НМТ. Кут запізнення закриття випускного клапана не повинен бути більше граничного значення, тому що в протилежному випадку збільшуються втрати свіжого заряду (горючої суміші або повітря) і погіршується наповнення циліндра.

Середній індикаторний тиск та індикаторна потужність. Під середнім індикаторним тиском p_i розуміють такий умовний постійний тиск, який, діючи на поршень на протязі одного робочого ходу, здійснює роботу, що дорівнює індикаторній роботі газів в циліндрі за робочий цикл. Згідно визначення, середній індикаторний тиск (Па) дорівнює відношенню індикаторної роботи L_i газів за цикл до одиниці робочого об'єму V_h циліндра, тобто

$$p_i = L_i / V_h. \quad (7.45)$$



При наявності індикаторної діаграми, яка знята з двигуна, рис. 7.16, середній індикаторний тиск визначають за формулою

$$p_i = (F/l)m, \quad (7.46)$$

де F – корисна площа індикаторної діаграми, м^3 ; l – довжина індикаторної діаграми, м ; m – масштаб тиску індикаторної діаграми, Па/м .

Індикаторною потужністю N_i (кВт) двигуна називають роботу, яку здійснюють гази в циліндрах двигуна в одиницю часу, тобто

$$N_i = 2p_i V_h n i / (10^3 \tau), \quad (7.47)$$

де p_i – середній індикаторний тиск, Па ; V_h – робочий об'єм, Па ; n – частота обертання колінчастого вала, об/с ; τ – тактність двигуна ($\tau = 4$ – для чотирьохтактних двигунів і $\tau = 2$ для двохтактних); i – кількість циліндрів. Робочий об'єм (м^3) циліндра

$$V_h = \pi D^2 S / 4 \quad (7.48)$$

де D – діаметр циліндра, м ; S – хід поршня, м .

Якщо відомі ступінь стиснення ε двигуна і об'єм V_3 , то робочий об'єм V_h циліндра визначають за формулою

$$V_h = (\varepsilon - 1)V_3, \quad (7.49)$$

де ε – ступінь стиснення, яка дорівнює відношенню повного об'єму V_a циліндра

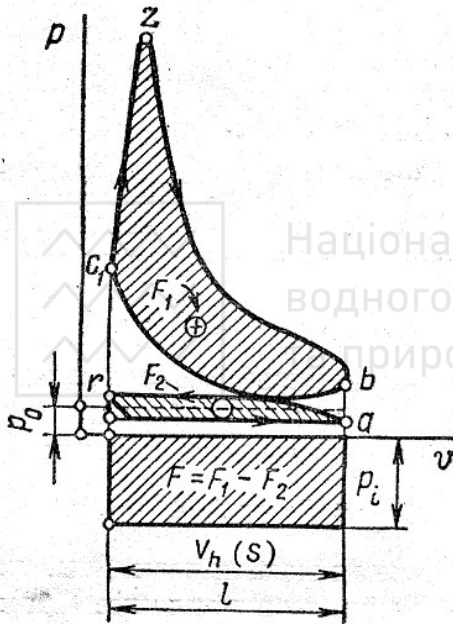


Рис. 7.16. Індикаторна діаграма двигуна внутрішнього згорання

ра до об'єму V_3 камери згорання, тобто

$$\varepsilon = V_a / V_3 = (V_h + V_3) / V_3 = (V_h / V_3) + 1. \quad (7.50)$$

Ефективна потужність двигуна і середній тиск. Ефективною потужністю N_e називають потужність, яка знімається з колінчастого вала двигуна для отримання корисної роботи. Ефективна потужність менше індикаторної потужності N_i на величину потужності N_m механічних втрат, тобто $N_e = N_i - N_m$.



Механічні втрати в двигуні оцінюються механічним ККД η_m , який представляє собою відношення ефективної потужності до індикаторної:

$$\eta_m = N_e / N_i = (N_i - N_m) / N_i = 1 - (N_m / N_i). \quad (7.51)$$

Для сучасних двигунів механічний ККД складає 0,72...0,9. Знаючи механічний ККД, можна визначити ефективну потужність

$$N_e = \eta_m N_i. \quad (7.52)$$

Літрова потужність двигуна. Літровою потужністю двигуна N_l (кВт/м³) називають відношення ефективної потужності N_e до літражу двигуна iV_h :

$$N_l = N_e / (iV_h). \quad (7.53)$$

Індикаторний ККД і питома індикаторна витрата палива. Економічність дійсного робочого циклу двигуна оцінюється індикаторним ККД η_i і питомою індикаторною витратою палива b_i . Індикаторний ККД оцінює ступінь використання теплоти в дійсному циклі з урахуванням усіх теплових втрат а являє собою відношення теплоти, яка еквівалентна корисній індикаторній роботі, до усієї витраченої теплоти:

$$\eta_i = N_i / (B Q_n^p), \quad (7.54)$$

де N_i – індикаторна потужність, кВт; B – витрата палива, кг/с; Q_n^p – нижча теплота згоряння палива, кДж/кг.

Питома індикаторна витрата палива b_i [кг/(кВт·год)] являє собою відношення витрати палива B до індикаторної потужності N_i :

$$b_i = B \cdot 3600 / N_i. \quad (7.55)$$

Ефективний ККД і питома ефективна витрата палива. Економічність двигуна в цілому оцінюється ефективним ККД η_e і питомою ефективною витратою палива b_e .

Ефективний ККД η_e являє собою відношення теплоти, яка еквівалентна корисній ефективній роботі, до всієї витраченої теплоти:

$$\eta_e = N_e / (B Q_n^p). \quad (7.56)$$

Якщо відомі індикаторний і механічний ККД, то

$$\eta_e = \eta_i \eta_m. \quad (7.57)$$

Питома ефективна витрата палива b_e [кг/(кВт·год)] являє собою відношення витрати палива B до ефективної потужності N_e :

$$b_e = B \cdot 3600 / N_e. \quad (7.58)$$

Витрата (кг/с) повітря, яке проходить через двигун:

$$M_o = 2 V_h \eta_{\text{vni}} \rho_{\text{нод}} / \tau, \quad (7.59)$$



де V_h – робочий об’єм циліндра, м^3 ; η_v – коефіцієнт наповнення циліндрів; n – частота обертання колінчастого вала, об/с ; i – кількість циліндрів; $\rho_{\text{пов}}$ – густина повітря кг/м^3 ; τ – тактність двигуна.

Приклади розв’язання задач

Задача 7.1.

Компресор всмоктує $50 \text{ м}^3/\text{год}$ повітря при тиску $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$ і температурі $t_1 = 27^\circ\text{C}$. Кінцевий тиск повітря становить $p_2 = 0,8 \text{ МПа}$.

Знайти теоретичну потужність двигуна для приводу компресора і витрату охолоджуючої води, якщо температура її підвищується на 15°C . Розрахунок виконати для ізотермічного, адіабатного і політропного стискування. Показник політропи прийняти рівним 1,2; а теплоємність води $4,19 \text{ кДж/кг}$.

Дано:

$$V_1 = 50 \text{ м}^3/\text{год};$$

$$p_1 = 0,1 \text{ МПа};$$

$$t_1 = 27^\circ\text{C}; T_1 = T_2 = 300 \text{ К};$$

$$p_2 = 0,8 \text{ МПа}$$

$$\Delta t = 15^\circ\text{C};$$

$$n = 1,2;$$

$$c_w = 4,19 \text{ кДж/кг}.$$

$$N = ?; M = ?;$$

Розв’язання

1. *Ізотермічне стискування.* Роботу компресора визначаємо за рівнянням (7.7):

$$L_{\text{кіз}} = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = 0,1 \cdot 50 \ln 8 = 10,4 \text{ МДж/год}$$

Теоретична потужність двигуна

$$N = \frac{L_{\text{кіз}}}{1000 \cdot 3600} = \frac{10,4 \cdot 10^6}{1000 \cdot 3600} = 2,9 \text{ кВт}.$$

Теплоту, яка відводиться з охолоджуючою водою, знаходять з рівності

$$Q = L_{\text{від}} = 10,4 \text{ МДж/год}.$$

Отже, витрата охолоджуючої води

$$M = \frac{L_{\text{від}}}{\Delta t \cdot c_w} = \frac{10,4 \cdot 10^3}{15 \cdot 4,19} = 166 \text{ кг/год}.$$

2. *Адіабатне стискування.* Роботу компресора знаходять за рівнянням (7.6):

$$L_{\text{кад}} = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{1,4}{0,4} 0,1 \cdot 50 (8^{0,4/1,4} - 1) = 14,2 \text{ МДж/год}.$$

Потужність двигуна

$$N = \frac{L_{\text{кад}}}{1000 \cdot 3600} = \frac{14,2 \cdot 10^6}{1000 \cdot 3600} = 3,95 \text{ кВт}$$

3. *Політропне стискування.* За рівнянням (7.5)



$$L_{кпол} = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{1,2}{0,2} 0,1 \cdot 50 (8^{0,2/1,2} - 1) = 12,4 \text{ МДж/год.}$$

Потужність двигуна

$$N = \frac{L_{кпол}}{1000 \cdot 3600} = \frac{12,4 \cdot 10^6}{1000 \cdot 3600} = 3,45 \text{ кВт}$$

Кількість теплоти, яка відводиться від повітря, знаходять з рівняння для політропного процесу табл. 3.1.

$$Q = M_1 c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) = 58 \cdot (-0,723) (151 - 27) = -5200 \text{ кДж/год}$$

причому

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 8^{0,2/1,2} = 1,414 \text{ і абсолютна температура повітря на}$$

виході з компресора

$$T_2 = T_1 \cdot 1,414 = 300 \cdot 1,414 = 424 \text{ К; тоді } t_2 = 424 - 273 = 151 \text{ }^\circ\text{C.}$$

Згідно таблицям для цієї температури теплоємність при постійному об'ємі становить $c_v = 0,723 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$.

$$c_v \frac{n-k}{n-1} = 0,723 \frac{1,2-1,4}{1,2-1} = -0,723 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}.$$

Масова витрата повітря на вході в компресор

$$M_1 = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{0,1 \cdot 10^6 \cdot 50}{287 \cdot 300} = 58 \text{ кг/год.}$$

Витрата охолоджуючої води

$$M = \frac{L_{від}}{\Delta t \cdot c_g} = \frac{5200}{15 \cdot 4,19} = 82,7 \text{ кг/год}$$

Відповідь: 1. Ізотермічний процес: $N = 2,9 \text{ кВт}$; $M = 166 \text{ кг/год}$.

2. Адіабатний процес: $N = 3,95 \text{ кВт}$.

3. Політропний процес: $N = 3,45 \text{ кВт}$; $M = 82,7 \text{ кг/год}$.

Задача 7.2.

Одноступеневий поршневий компресор працює зі ступенем підвищення тиску $\varepsilon = 8$ і з показником політропи розширення газу, що залишається у шкідливому просторі, $n_0 = 1,2$. Визначити коефіцієнт подачі компресора, якщо відносний об'єм шкідливого простору $a = 0,05$, коефіцієнт, який враховує зменшення тиску газу при всмоктуванні, $\eta_p = 0,97$; коефіцієнт, який враховує зростання температури газу від нагрівання його при

контакті зі стінками циліндра, $\eta_t = 0,95$ і коефіцієнт, який враховує витікання газу через нещільності, $\eta_{внт} = 0,975$.

Дано:

$$\varepsilon = p_2/p_1 = 8;$$

$$n_o = 1,2;$$

$$a=0,05;$$

$$\eta_p = 0,97;$$

$$\eta_t = 0,95;$$

$$\eta_{внт} = 0,975$$

$$\eta_v = ?;$$

Розв'язання

1. Об'ємний ККД ступеня компресора знаходимо за формулою (7.12)

$$\eta_{об} = 1 - a \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n_o} - 1 \right] = 1 - 0,05(8^{1/1,2} - 1) = 0,767$$

2. Коефіцієнт подачі компресора за залежністю (7.16)

$$\eta_v = \eta_{об} \eta_p \eta_t \eta_{внт} = 0,767 \cdot 0,97 \cdot 0,95 \cdot 0,975 = 0,69.$$

Відповідь: $\eta_v = 0,69$.

Задача 7.3.

Одноступеневий поршневий компресор працює зі ступенем підвищення тиску $\varepsilon = 3,5$ і з показником політропи розширення газу, що залишається у шкідливому просторі, $n_o = 1,1$. Визначити об'ємний ККД і коефіцієнт подачі компресора, якщо відносний об'єм шкідливого простору $a = 0,045$; параметри всмоктувального повітря $p_o = 1 \cdot 10^5$ Па і $t_o = 25^\circ\text{C}$; параметри початку стискування $p_1 = 0,98 \cdot 10^5$ Па і $t_1 = 36^\circ\text{C}$, витрата всмоктувального повітря $G_{вс} = 0,12$ кг/с і повітря, яке іде на витікання $G_{внт} = 0,0024$ кг/с.

Дано:

$$\varepsilon = p_2/p_1 = 3,5;$$

$$n_o = 1,1;$$

$$a = 0,045;$$

$$p_o = 1 \cdot 10^5 \text{ Па};$$

$$t_o = 25^\circ\text{C};$$

$$p_1 = 0,98 \cdot 10^5 \text{ Па};$$

$$t_1 = 36^\circ\text{C};$$

$$G_{вс} = 0,12 \text{ кг/с};$$

$$G_{внт} = 0,0024 \text{ кг/с}.$$

$$\eta_{об} = ?; \eta_v = ?;$$

Розв'язання

1. Об'ємний ККД ступеня компресора знаходимо за формулою (7.12)

$$\eta_{об} = 1 - a \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n_o} - 1 \right] = 1 - 0,045(3,5^{1/1,1} - 1) = 0,905.$$

2. Коефіцієнт подачі компресора знаходимо за залежністю (7.16) $\eta_v = \eta_{об} \eta_p \eta_t \eta_{внт}$, де за формулами (7.17)-(7.19)

$$\eta_p = p_1/p_o = 0,98 \cdot 10^5 / 1 \cdot 10^5 = 0,98;$$

$$\eta_t = T_o/T_1 = (25+273)/(36+273) = 0,964;$$

$$\eta_{внт} = 1 - (G_{внт}/G_{вс}) = 1 - (0,0024/0,12) = 0,98$$

$$\eta_v = 0,905 \cdot 0,98 \cdot 0,964 \cdot 0,98 = 0,837.$$

Відповідь: $\eta_{об} = 0,905$; $\eta_v = 0,837$.

Задача 7.4.

Одноступеневий поршневий компресор працює зі ступенем підвищення тиску $\varepsilon = 6$ і з показником політропи розширення газу, що залишається у шкідливому просторі, $n_o = 1,3$. Визначити дійсну подачу компресора, якщо діаметр циліндра $D = 0,2$ м, хід поршня $S = 0,18$ м, частота обертання вала $n = 900$ об/хв, відносний об'єм шкідливого простору

$a=0,05$; i коефіцієнт, який враховує зменшення тиску газу при всмоктуванні, $\eta_p = 0,92$.

Дано:

$$\varepsilon = p_2/p_1 = 6;$$

$$n_o = 1,3;$$

$$D = 0,2 \text{ м};$$

$$S = 0,18 \text{ м};$$

$$n = 900 \text{ об/хв}$$

$$a=0,05;$$

$$\eta_p = 0,92.$$

$$V=?;$$

Розв'язання

1. Об'ємний ККД ступеня компресора знаходимо за формулою (7.12)

$$\eta_{об} = 1 - a \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n_o} - 1 \right] = 1 - 0,05(6^{1/1,3} - 1) = 0,827.$$

2. Коефіцієнт подачі компресора знаходимо за залежністю (7.16) $\eta_v = \eta_{об} \eta_p = 0,827 \cdot 0,92 = 0,761$.

3. Теоретичну подачу компресора визначають за

формулою (7.15)

$$V_T = (\pi D^2/4) S n = (3,14 \cdot 0,2^2/4) 0,18 \cdot 900/60 = 0,085 \text{ м}^3/\text{с}.$$

4. Дійсна подача компресора

$$V_d = V_T \eta_v = 0,085 \cdot 0,761 = 0,0647 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Відповідь: $V_d = 0,0647 \text{ м}^3/\text{с}.$

Задача 7.5.

Одноступеневий поршневий компресор працює з масовою подачею $M = 0,36 \text{ кг/с}$ всмоктує повітря при тиску $p_1 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$ і температурі $t_1 = 20^\circ\text{C}$ і стискає його до тиску $p_2 = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Визначити, на скільки зростає теоретична потужність приводу компресора, якщо ізотермічне стискання повітря замінити адіабатним.

Дано:

$$M = 0,36 \text{ кг/с};$$

$$p_1 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па};$$

$$t_1 = 20^\circ\text{C};$$

$$p_2 = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

$$\Delta N=?;$$

Розв'язання

1. Ступінь підвищення тиску $\varepsilon = p_2/p_1 = 6$.

2. Дійсна подача компресора при всмоктуванні з формули (7.20):

$$V = MRT_1/p_1 = 0,36 \cdot 287 \cdot 293/(1 \cdot 10^5) = 0,302 \text{ м}^3/\text{с}.$$

3. Теоретична потужність компресора при ізотермічному стисканні повітря в компресорі

$$N_{із} = p_1 V \ln(p_2/p_1) = (1 \cdot 10^5 \cdot 0,302 \cdot \ln 6)/1000 = 54 \text{ кВт}.$$

4. Теоретична потужність компресора при адіабатному стисканні повітря в компресорі

$$N_{ад} = \frac{k}{k-1} p_1 V \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{1,4}{1,4-1} 1 \cdot 10^5 \cdot 0,302 \left(6^{\frac{1,4-1}{1,4}} - 1 \right) =$$

$$= 70,8 \cdot 10^3 \text{ Вт} = 70,8 \text{ кВт}.$$

5. Різниця потужностей

$$\Delta N = N_{ад} - N_{із} = 70,8 - 54 = 16,8 \text{ кВт}.$$

Відповідь: $\Delta N = 16,8 \text{ кВт}$



Задача 7.6.

Двохциліндровий одноступеневий поршневий компресор стискає повітря від тиску $p_1 = 1 \cdot 10^5$ Па до тиску $p_2 = 7 \cdot 10^5$ Па. Визначити ефективну потужність компресора, якщо діаметр циліндра $D = 0,2$ м, хід поршня $S = 0,22$ м, частота обертання вала $n = 440$ об/хв, коефіцієнт подачі компресора $\eta_v = 0,82$ і ефективний ізотермічний ККД компресора $\eta_{e\text{із}} = 0,72$.

Дано:

$p_1 = 1 \cdot 10^5$ Па;
 $p_2 = 7 \cdot 10^5$ Па;
 $D = 0,2$ м;
 $S = 0,22$ м;
 $n = 440$ об/хв.;
 $\eta_v = 0,82$;
 $\eta_{e\text{із}} = 0,72$.
 $N_e = ?$;

Розв'язання

1. Ступінь підвищення тиску $\varepsilon = p_2/p_1 = 7$.
2. Теоретична подача компресора за формулою (7.15)
 $V_T = (\pi D^2/4) S n = (0,785 \cdot 0,2^2) 0,22 \cdot 440/60 = 0,05 \text{ м}^3/\text{с}$.
3. Дійсна подача компресора $V = V_T \eta_v = 0,0415 \text{ м}^3/\text{с}$.
4. Теоретична потужність компресора при ізотермічному стисканні повітря
 $N_{i3} = 2 p_1 V \ln(p_2/p_1) = 2(1 \cdot 10^5 \cdot 0,0415 \ln 7)/1000 = 16,2 \text{ кВт}$.

5. Ефективна потужність компресора

$$N_e = N_{i3} / \eta_{e\text{із}} = 16,2/0,72 = 22,5 \text{ кВт}.$$

Відповідь: $N_e = 22,5 \text{ кВт}$

Задача 7.7.

Двохступеневий поршневий компресор з подачею $V = 0,2 \text{ м}^3/\text{с}$ стискає повітря від тиску $p_1 = 1 \cdot 10^5$ Па до тиску $p_{\text{кін}} = 25 \cdot 10^5$ Па. Визначити ефективну потужність привода компресора, якщо ефективний адіабатний ККД компресора $\eta_{e\text{ад}} = 0,69$, і коефіцієнт, який враховує втрати тиску між ступенями, $\psi = 1,1$.

Дано:

$V = 0,2 \text{ м}^3/\text{с}$
 $p_1 = 1 \cdot 10^5$ Па;
 $p_{\text{кін}} = 25 \cdot 10^5$ Па;
 $\eta_{e\text{ад}} = 0,69$;
 $\psi = 1,1$.
 $N_e = ?$;

Розв'язання

1. Ступінь підвищення тиску за формулою (7.24) $\varepsilon = \psi(p_{i+1}/p_i) = \psi(p_{\text{кін}}/p_1)^{1/z} = 1,1 \sqrt{25/1} = 5,5$.
2. Ефективна потужність компресора при адіабатному стисканні повітря згідно формул (7.21), (7.23)
 $N_e = 2[k/(k-1)] p_1 V [(p_{\text{кін}}/p_1)^{(k-1)/k} - 1]/(1000 \eta_{e\text{ад}}) =$

$$= 2[1,4/(1,4-1)] 1 \cdot 10^5 \cdot 0,2 [5,5^{(1,4-1)/1,4} - 1]/(1000 \cdot 0,69) = 127,5 \text{ кВт}.$$

Відповідь: $N_e = 127,5 \text{ кВт}$

Задача 7.8.

Визначити ефективність двухступеневого стискання повітря в порівнянні з одноступеневим при початковій температурі $t_1 = 15^\circ\text{C}$ і загальному ступені стискання $\beta = p_{\text{кін}}/p_{\text{поч}} = 12$. Стискання газу в ступенях компресора вважати адіабатним з $k = 1,4$.

Дано:

$t_1 = 15^\circ\text{C}$;
 $\beta = p_{\text{кін}}/p_{\text{поч}} = 12$;

Розв'язання

1. Кінцева температура повітря при одноступеневому стисканні повітря

$$k = 1,4, \quad T_2' = T_1 \beta^{(k-1)k} = 288 \cdot 12^{0,286} = 586 \text{ К.}$$

$$\Delta \bar{l} = ?;$$

2. Питома робота стискування

$$l_{ad} = [k/(k-1)] RT_1 [(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1] = (1,4/0,4)0,287 \cdot 288 (12^{0,286} - 1) = 299 \text{ кДж/кг.}$$

3. При двохступеновому стискуванні повітря з проміжним охолодженням найвигідніше відношення тисків в ступені при $z = 2$ за формулою (7.24)

$$\varepsilon = \psi(p_{i+1}/p_i) = \psi(p_{кин}/p_{ноч})^{1/2} = 1,1 \sqrt{12} = 3,8.$$

4. Кінцева температура повітря при двохступеновому стискуванні

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{(k-1)k} = 288 \cdot 3,8^{0,286} = 421 \text{ К.}$$

5. Питома робота нагнітання при двохступеновому стискуванні

$$l_{ов ад} = 2[k/(k-1)] RT_1 [(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1] = 2 \cdot (1,4/0,4)0,287 \cdot 288 (3,8^{0,286} - 1) = 269 \text{ кВт.}$$

6. Отже, при переході від одноступенового стискування повітря до двохступенового витрата питомої роботи зменшується на

$$\Delta \bar{l} = \frac{l_{ad} - l_{ов ад}}{l_{ad}} 100 = \frac{299 - 269}{299} 100 = 10 \text{ \%}.$$

Відповідь: $\Delta \bar{l} = 10 \text{ \%}$.

Задача 7.9.

Для ідеального циклу поршневого двигуна внутрішнього згоряння з підведенням теплоти при $v = const$ визначити параметри в характерних точках, отриману роботу, термічний ККД, кількість підведеної і відведеної теплоти, якщо дано: $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$; $t_1 = 20^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 3,6$;

$\lambda = 3,33$; $k = 1,4$. Робоче тіло – повітря. Теплоємність прийняти сталою.

Дано:

$$p_1 = 0,1 \text{ МПа};$$

$$t_1 = 20^\circ\text{C}; T_1 = 293\text{К};$$

$$\varepsilon = v_1/v_2 = 3,6;$$

$$\lambda = 3,33;$$

$$k = 1,4.$$

$$l_o = ?; \eta_t = ?.$$

$$q_1 = ?; q_2 = ?$$

Розв'язання

Розрахунок ведемо для 1 кг повітря.

Точка 1.

Питомий об'єм визначаємо з рівняння стану

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 293}{0,1 \cdot 10^6} = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

$$\text{Питомий об'єм } v_2 = v_1/\varepsilon = 0,84/3,6 = 0,233 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура в кінці адіабатного стискування визначиться з такого співвідношення

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1} = 293 \cdot 3,6^{0,4} = 489 \text{ К}; \quad t_2 = 216^\circ\text{C}.$$

Тиск в кінці адіабатного стискування

$$p_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{287 \cdot 489}{0,233 \cdot 10^6} = 0,6 \text{ МПа}.$$

**Точка 3.**

Питомий об'єм $v_3 = v_2 = 0,233 \text{ м}^3/\text{кг}$.

З співвідношення параметрів в ізохорному процесі (лінія 2-3) отри-

маємо $\frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2} = \lambda = 3,33$.

Отже, $p_3 = p_2 \lambda = 0,6 \cdot 3,33 = 2 \text{ МПа}$;

$T_3 = T_2 \lambda = 489 \cdot 3,33 = 1628 \text{ К}$; $t_3 = 1355 \text{ }^\circ\text{C}$.

Точка 4.

Питомий об'єм $v_4 = v_1 = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Температура в кінці адіабатного розширення

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = 1628 \frac{1}{3,6^{0,4}} = 976 \text{ К}.$$

Тиск в кінці адіабатного розширення визначаємо зі співвідношення параметрів в ізохорному процесі (лінія 4-1):

$$p_4 = p_1 \frac{T_4}{T_1} = 0,1 \frac{976}{293} = 0,33 \text{ МПа}.$$

Кількість підведеної теплоти

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2) = \frac{20,93}{29} (1328 - 489) = 825 \text{ кДж/кг};$$

Кількість відведеної теплоти

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1) = \frac{20,93}{29} (976 - 293) = 495 \text{ кДж/кг};$$

Термічний ККД циклу за формулою

$$\eta_t = l/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1 = (825 - 495)/825 = 0,4;$$

Або за формулою (7.)

$$\eta_t = 1 - 1/\varepsilon^{k-1} = 1 - 1/3,6^{0,4} = 0,4.$$

Робота циклу $l_o = q_1 - q_2 = 825 - 495 = 330 \text{ кДж/кг}$.

Відповідь: $l_o = 330 \text{ кДж/кг}$; $\eta_t = 0,4$; $q_1 = 825 \text{ кДж/кг}$; $q_2 = 495 \text{ кДж/кг}$.

Задача 7.10.

Для циклу ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти відомо: $p_1 = 90 \text{ кПа}$; $t_1 = 70^\circ\text{C}$; $\varepsilon = v_1/v_2 = 10$; $q_1 = 850 \text{ кДж/кг}$; $p_{\text{макс}} = 4500 \text{ кПа}$. Робоче тіло – повітря; $k=1,4$. Визначити співвідношення q_v/q_p і термічний ККД циклу.

Дано:

$p_1 = 90 \text{ кПа}$;

$t_1 = 70^\circ\text{C}$; $T_1 = 343 \text{ К}$;

$\varepsilon = v_1/v_2 = 10$;

$q_1 = 850 \text{ кДж/кг}$;

Розв'язання

1. Визначаємо температуру в точці 2, рис (7.14в):

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1} = 343 \cdot 10^{0,4} = 862 \text{ К};$$

$$\text{тоді } p_2 = p_1 \varepsilon^k = 90 \cdot 10^{1,4} = 2260 \text{ кПа};$$

Ступінь підвищення тиску



$$p_{\text{макс}} = 4500 \text{ кПа};$$

$$k=1,4.$$

$$q_v/q_p = ?; \eta_t = ?.$$

му процесі $q_v = c_v(T_3 - T_2)$, де $c_v = R/(k-1) = 287/(1,4-1) = 717 \text{ Дж/(кг·К)}$; тоді $q_v = 717(1715-862) = 611601 \text{ Дж} = 612 \text{ кДж}$.

3. Кількість теплоти, яка підведена в ізобарному процесі:

$$q_p = q_1 - q_v = 850 - 612 = 238 \text{ кДж}.$$

4. Співвідношення q_v/q_p дорівнює: $q_v/q_p = 612/238 = 2,57$.

5. Температуру в точці 4 знайдемо з рівняння $q_p = c_p(T_4 - T_3)$, де ізобарна теплоємність $c_p = kR/(k-1) = 1,4 \cdot 287/(1,4-1) = 1004 \text{ Дж/(кг·К)}$; тоді $T_4 = q_p/c_p + T_3 = 238000/1004 + 1715 = 1952 \text{ К}$.

Ступінь попереднього розширення:

$$\rho = v_4/v_3 = T_4/T_3 = 1952/1715 = 1,14; \text{ а термічний ККД}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)} = 1 - \frac{1}{10^{0,4}} \cdot \frac{1,99 \cdot 1,14^{1,4} - 1}{(1,99 - 1) + 1,4 \cdot 1,99 \cdot (1,14 - 1)}$$

$$= 0,599.$$

Відповідь: $q_v/q_p = 2,57; \eta_t = 0,599$.

Задача 7.11.

Визначити індикаторну і ефективну потужність восьмициліндрового чотирьохтактного карбюраторного двигуна, якщо середній індикаторний тиск $p_i = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}$, діаметр циліндра $D = 0,1 \text{ м}$, хід поршня $S = 0,095 \text{ м}$, частота обертання колінчастого вала $n = 3000 \text{ об/хв}$, і механічний ККД $\eta_m = 0,8$.

Дано:

$$p_i = 6 \cdot 10^5 \text{ Па};$$

$$D = 0,1 \text{ м};$$

$$S = 0,095 \text{ м};$$

$$n = 3000 \text{ об/хв};$$

$$\eta_m = 0,8 \text{ м};$$

$$i = 8;$$

$$\tau = 4.$$

$$N_i = ?; N_e = ?.$$

Розв'язання

1. Робочий об'єм циліндра за формулою (7.48)

$$V_h = \pi D^2 S / 4 = 3,14 \cdot 0,1^2 \cdot 0,095 / 4 = 0,000746 \text{ м}^3.$$

2. Індикаторна потужність двигуна згідно формули (7.47)

$$N_i = 2 p_i V_h n i / (10^3 \tau) =$$

$$= 2 \cdot 6 \cdot 10^5 \cdot 0,000746 \cdot (3000/60) \cdot 8 / (10^3 \cdot 4) = 90 \text{ кВт}.$$

3. Ефективна потужність двигуна

$$N_e = N_i \eta_m = 90 \cdot 0,8 = 72 \text{ кВт}.$$

Відповідь: $N_i = 90 \text{ кВт}; N_e = 72 \text{ кВт}$.

Задача 7.12.

Визначити діаметр циліндра і хід поршня чотирьохциліндрового чотирьохтактного дизельного двигуна, якщо ефективна потужність $N_e = 80 \text{ кВт}$ середній ефективний тиск $p_e = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}$, частота обертання колінчастого вала $n = 1800 \text{ об/хв}$, і середня швидкість поршня $c_m = 9,3 \text{ м/с}$.

Дано:

$$N_e = 80 \text{ кВт};$$

$$n = 1800 \text{ об/хв};$$

Розв'язання

1. Робочий об'єм циліндра знаходимо з формул для ефективної потужності двигуна (7.47) і (7.52)



$$c_m = 9,3 \text{ м/с};$$

$$i = 4;$$

$$\tau = 4.$$

$$D = ?; S = ?.$$

$$N_e = 2 \eta_m p_i V_h n i / (10^3 \tau) = 2 p_e V_h n i / (10^3 \tau), \text{ звідси}$$

$$V_h = \frac{N_e \cdot 10^3 \tau}{2 p_e n i} = \frac{80 \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 60}{2 \cdot 6 \cdot 10^5 \cdot 1800 \cdot 4} = 0,00222 \text{ м}^3.$$

2. Витрата газу двигуном з одного боку становить

$$V = V_h \frac{2ni}{60\tau}, \text{ а з другого } V = c_m \frac{\pi D^2 i}{4\tau}, \text{ тоді } V_h \frac{2ni}{60\tau} = c_m \frac{\pi D^2 i}{4\tau}, \text{ звідки } D$$

$$= \sqrt{\frac{4V_h \cdot 2n}{60\tau \cdot c_m}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,00222 \cdot 2 \cdot 1800}{60 \cdot 3,14 \cdot 9,3}} = 0,135 \text{ м}$$

$$3. \text{ Хід поршня } S = \frac{4V_h}{\pi D^2} = \frac{4 \cdot 0,00222}{3,14 \cdot 0,135^2} = 0,16 \text{ м.}$$

Відповідь: $D = 0,135 \text{ м}; S = 0,16 \text{ м.}$

Задача 7.13.

Визначити ефективну потужність і механічний ККД шестициліндрового чотирьохтактного дизельного двигуна, якщо середній ефективний тиск $p_e = 6,8 \cdot 10^5 \text{ Па}$, повний об'єм циліндра $V_a = 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$, об'єм камери згоряння $V_z = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$, частота обертання колінчастого вала $n = 37 \text{ об/с}$ і потужність механічних втрат $N_m = 15,6 \text{ кВт}$.

Дано:

$$p_e = 6,8 \cdot 10^5 \text{ Па};$$

$$V_a = 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3;$$

$$V_z = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$$

$$n = 37 \text{ об/с};$$

$$N_m = 15,6 \text{ кВт};$$

$$i = 6;$$

$$\tau = 4.$$

$$N_e = ?; \eta_m = ?.$$

Розв'язання

1. Ступінь стисання за формулою (7.50)

$$\varepsilon = V_a / V_z = 7,9 \cdot 10^{-4} / (6,9 \cdot 10^{-5}) = 11,45.$$

2. Робочий об'єм циліндра за формулою (7.49)

$$V_h = (\varepsilon - 1) V_z = (11,45 - 1) 6,9 \cdot 10^{-5} = 72,1 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3.$$

3. Ефективна потужність двигуна за залежностями (7.47) і (7.52) становить

$$N_e = 2 p_e V_h n i / (10^3 \tau) = 2 \cdot 6,8 \cdot 10^5 \cdot 72,1 \cdot 10^{-5} \cdot 37 \cdot 6 / (10^3 \cdot 4) = 54,4 \text{ кВт}.$$

4. З формули для ефективної потужності $N_e = N_i - N_m$ знаходимо індикаторну потужність $N_i = N_e + N_m = 54,4 + 15,6 = 70 \text{ кВт}$.

5. Тоді механічний ККД знаходимо за формулою (7.51)

$$\eta_m = 1 - (N_m / N_i) = 1 - 15,6 / 70 = 0,78.$$

Відповідь: $N_e = 70 \text{ кВт}; \eta_m = 0,78.$

Задача 7.14.

Визначити витрату палива для шестициліндрового чотирьохтактного дизельного двигуна, якщо середній індикаторний тиск $p_i = 8 \cdot 10^5 \text{ Па}$, повний об'єм циліндра $V_a = 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$, об'єм камери згоряння $V_z = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$, частота обертання колінчастого вала $n = 2220 \text{ об/хв}$, нижча теплота згоряння палива $Q_n^p = 42800 \text{ кДж/кг}$, ефективний ККД $\eta_e = 0,4$ і механічний ККД $\eta_m = 0,8$.



Дано:

$$\begin{aligned} p_i &= 8 \cdot 10^5 \text{ Па}; \\ V_a &= 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3; \\ V_3 &= 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \\ n &= 2220 \text{ об/хв}; \\ Q_n^p &= 42800 \text{ кДж/кг}; \\ \eta_e &= 0,4; \\ \eta_m &= 0,8; \\ i &= 6; \\ \tau &= 4. \\ B &=?; \end{aligned}$$

Розв'язання

1. Робочий об'єм циліндра $V_h = V_a - V_3 = 7,9 \cdot 10^{-4} - 6,9 \cdot 10^{-5} = 72,1 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$.
2. Індикаторний ККД з формули (7.57)
 $\eta_i = \eta_e / \eta_m = 0,4 / 0,8 = 0,5$.
3. Індикаторна потужність двигуна за залежностями (7.47) становить
 $N_i = 2 p_i V_h n i / (10^3 \tau) =$
 $= 2 \cdot 8 \cdot 10^5 \cdot 72,1 \cdot 10^{-5} \cdot 2220 \cdot 6 / (60 \cdot 10^3 \cdot 4) = 64 \text{ кВт}.$
Витрата палива з формули (7.56) і (7.57)

$$B = \frac{N_i}{\eta_i Q_n^p} = \frac{64}{0,5 \cdot 42800} = 0,00299 \text{ кг/с}.$$

Відповідь: $B = 0,00299 \text{ кг/с}.$

Задача 7.15.

Визначити витрату повітря, яке проходить через шестициліндровий чотирьохтактний карбюраторний двигун, якщо повний об'єм циліндра $V_a = 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$, об'єм камери згоряння $V_3 = 7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$, частота обертання колінчастого вала $n = 53 \text{ об/с}$, коефіцієнт наповнення циліндрів $\eta_v = 0,83$ і густина повітря $\rho_{пов} = 1,224 \text{ кг/м}^3$.

Дано:

$$\begin{aligned} V_a &= 7,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3; \\ V_3 &= 7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \\ n &= 53 \text{ об/с}; \\ \eta_v &= 0,83; \\ \rho_{пов} &= 1,224 \text{ кг/м}^3; \\ i &= 6; \tau = 4. \\ M_e &=?; \end{aligned}$$

Розв'язання

1. Робочий об'єм циліндра $V_h = V_a - V_3 = 7,9 \cdot 10^{-4} - 7 \cdot 10^{-5} = 72 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$.
2. Витрату повітря за формулою (7.59)
 $M_e = 2 V_h \eta_v n i \rho_{пов} / \tau = 2 \cdot 72 \cdot 10^{-5} \cdot 0,83 \cdot 53 \cdot 6 \cdot 1,224 / 4 =$
 $= 0,116 \text{ кг/с}.$

Відповідь: $M_e = 0,116 \text{ кг/с}.$

Контрольні питання

1. Яка аеродинамічна машина називається компресором?
2. Класифікація компресорів.
3. Які конструктивні особливості компресорів?
4. Який принцип дії поршневого компресора?
5. Який вигляд має теоретична індикаторна діаграма компресора?
6. Які термодинамічні процеси відповідають теоретичній індикаторній діаграмі компресора?



7. Як визначаються основні теоретичні параметри стиснення газу компресором?
8. Який вигляд має індикаторна діаграма компресора зі шкідливим простором?
9. Як визначається об'ємний ККД ступеня компресора?
10. Який вигляд має дійсна індикаторна діаграма стиснення газу в компресорі?
11. Як визначається коефіцієнт подачі компресора і від яких коефіцієнтів він залежить?
12. Як знаходять масову подачу компресора?
13. Як визначають ефективну потужність компресора?
14. Які причини обмежують значення тиску газу в кінці стиснення?
15. Яка степінь стиснення допустима для одноступеневого компресора?
16. Який вигляд має теоретична індикаторна діаграма трьохступеневого компресора?
17. Що називається двигунами внутрішнього згоряння (ДВЗ)?
18. Як працює двигун внутрішнього згоряння?
19. Яка конструкція двигуна внутрішнього згоряння?
20. Які існують теоретичні цикли ДВЗ?
21. Як визначаються термічні ККД циклів ДВЗ?
22. Який вигляд мають дійсні індикаторні діаграми ДВЗ?
23. Які особливості роботи ДВЗ в дійсному циклі?
24. Як визначається середній індикаторний тиск і індикаторна потужність?
25. Чому дорівнюють ефективна потужність і ефективний ККД компресора?



8. ЦИКЛИ ГАЗОТУРБІННИХ, ПАРОСИЛОВИХ УСТАНОВОК І ЗВОРОТНІ ЦИКЛИ ТЕПЛОВИХ МАШИН

8.1. Цикли газотурбінних установок

Загальні положення

Газовою турбіною називається тепловий двигун ротаційного типу, в якому робочим тілом є продукти згорання палива в суміші з повітрям, а також розігріті до високої температури повітря або інші газоподібні речовини, які мають визначені фізичні властивості.

В проточній частині газової турбіни розширення робочого тіла (газу) супроводжується перетворенням теплової енергії в кінетичну енергію газового потоку, яка потім перетворюється в механічну роботу обертання ротора газової турбіни.

Газотурбінна установка має ряд переваг перед поршневими двигунами внутрішнього згорання: безперервність протікання робочого процесу, можливість забезпечення більшої потужності при менших габаритах.

Унаслідок того, що температура робочого тіла ГТУ досягає високих значень, то її термічний ККД високий. Висока температура робочого тіла ГТУ зумовлює наступні їх недоліки: необхідність використання жаростійких матеріалів, охолодження соплових лопаток і лопаток перших ступенів ротора.

За призначенням ГТУ поділяють на стаціонарні, транспортні, авіаційні. Розрізняють ГТУ відкритого і закритого типу. В установках відкритого типу спрацьовані продукти згорання викидаються в навколишнє середовище. Установки закритого типу є замкнутими, і робоче тіло здійснює круговий процес. У залежності від умов горіння палива в камері згорання газові турбіни поділяють на турбіни зі згоранням палива при постійному тиску і турбіни зі згоранням палива при постійному об'ємі.

Газотурбінні установки (ГТУ) розімкнутого процесу із згоранням палива при постійному тиску

Схема найпростішої ГТУ із згоранням палива при постійному тиску ($p = \text{const}$) приведена на рис. 8.1. Повітря з оточуючого середовища засмоктується компресором 2, адіабатно стискається до потрібного тиску і подається в камеру згорання 5, куди насосом 3

через форсунку 4 подається паливо. Суміш палива з повітрям згорає. Причому лише 20...40 % повітря вводиться в активну зону і бере участь в процесі горіння. Це так зване первинне повітря. Решта 60..80 % повітря додається вже після активної зони. Змішуючись з продуктами згорання, ця частина повітря (вторинне, або охолоджуюче повітря) дає змогу понизити температуру газів перед турбіною до заданої величини.

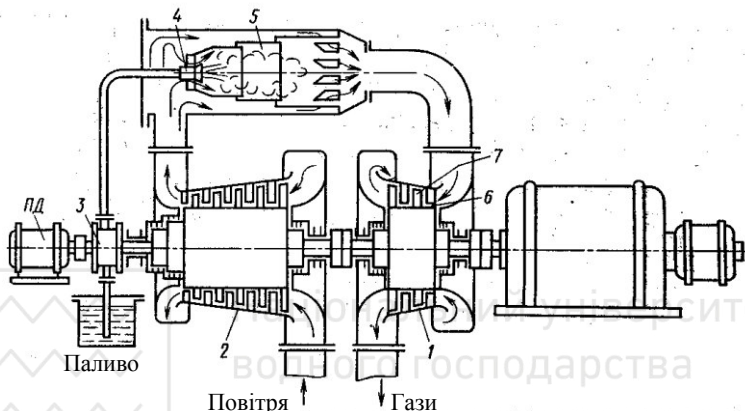


Рис. 8.1. Газотурбінна установка із згоранням палива при постійному тиску: 1- турбіна; 2- компресор; 3 паливний насос; 4- форсунка; 5- камера згорання; 6- сопло; 7- робочі лопаті.

Справа в тому, що для забезпечення інтенсивного і найбільш повного згорання палива температура в активній зоні камер згорання звичайно підтримується на рівні 1800...2300 К, тоді як допустима в теперішній час за умовами надійності і довговічності лопатєвого апарату температура газу на вході в газову турбіну для ГТУ, яка розрахована на довгий строк служби, складає приблизно 900...1100 К.

Продукти згорання (газ) при постійному тиску поступають через сопло 6 на робочі лопаті 7 робочих дисків турбіни 1, а потім через випускну трубу виходять в атмосферу.

Запуск ГТУ виконується пусковим електродвигуном ПД, а запалення палива здійснюється тільки після запуску за допомогою запалювальної свічки, яка встановлена в камері згорання. Процеси,



що відбуваються в такій газотурбінній установці, зображуються в координатах p, v наступним чином, рис 8.2.

Повітря засмоктується із атмосфери в компресор за ізобарою 5-1 і піддається адіабатичному стисненню від тиску p_1 до p_2 (адіабата 1-2). При постійному тиску p_2 воно нагнітається в камеру згорання, в якій спалюється паливо (підвід теплоти q_1 –ізобара 2-3). Потім гази, які утворилися при температурі 1000-1100 К в стаціонарних і 1100-1200 К в авіаційних турбінах поступають в сопло.

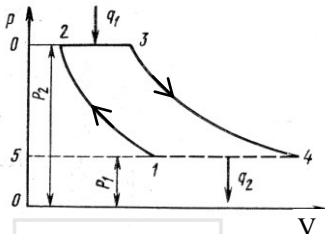


Рис. 8.2. Цикл газотурбінної установки із згоранням палива при постійному тиску

Розширюючись у ньому (адіабата 3-4) до атмосферного тиску p_1 відпрацьовані гази викидаються в атмосферу (ізобара 4-5) з відведенням теплоти q_2 .

Таким чином, ідеальний цикл газотурбінної установки з підведенням теплоти при постійному тиску представляється круговим процесом: 1-2-3-4, який складається з двох ізобар (2-3 і 4-1) і двох адіабат (1-2 і 3-4).

Термічний ККД ідеального циклу ГТУ, рис 8.2, згідно загального визначення:

$$\eta_t = (l_T - l_k)/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1 = 1 - q_2/q_1, \quad (8.1)$$

де l_T - робота, яку виконує 1 кг робочого тіла в газовій турбіні, кДж/кг; l_k - робота, яка, витрачається на стиснення 1 кг повітря в компресорі, кДж/кг; q_1 - кількість теплоти, яка підведена до 1 кг робочого тіла в камері згорання, кДж/кг; q_2 - кількість теплоти, яка відводиться від 1 кг робочого тіла, кДж/кг.

Для ізобарних процесів 2-3 і 4-1 маємо $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$ і $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$, тоді

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}. \quad (8.2)$$

Для адіабат 1-2 і 3-4 дійсні співвідношення – формула (3.49)

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Оскільки $p_2 = p_3$, а $p_1 = p_4$, то з останніх рівнянь



$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \rightarrow \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} = \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

Тоді, підставляючи в (8.2), дістанемо

$$\eta_t = 1 - 1/\beta^{(k-1)/k}, \quad (8.3)$$

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

Термічний ККД ідеального циклу не враховує втрати, які є в газотурбінних установках. Оскільки корисна робота установки залежить від роботи, яка виконується турбіною і компресором, то ККД установки в цілому залежить від ККД турбіни і компресора, а також від втрат, які є в них. Індикаторний ККД дійсного (реального) циклу газотурбінної установки визначається формулою

$$\eta_i = (l_T \eta_T - l_K / \eta_K) / q_1, \quad (8.4)$$

де l_T, η_T, l_K, η_K - відповідно робота і ККД турбіни і компресора.

Суттєво впливає на ККД газотурбінної установки ККД компресора η_K . Це пояснюється тим, що компресор споживає 75 % потужності, яку розвиває турбіна. Тому незначне зниження ККД компресора пов'язано зі значним зниженням корисної потужності турбіни. Так зниження ККД компресора з 85 до 75 % при ступені стискання $\varepsilon_p = 6$ призводить до зменшення індикаторного ККД установки на 40 %. Звідси цілком зрозумілі і виправдані високі вимоги, які пред'являються до компресорів, що застосовуються для газотурбінних установок.

Індикаторний ККД не характеризує повністю корисну роботу, яка здійснюється ГТУ, тому що не враховує механічних втрат на тертя в підшипниках вала турбіни, компресора і додаткового обладнання. Ці втрати враховуються механічним ККД η_m , яке дорівнює для сучасних ГТУ 0,98...0,99. Ефективний ККД

$$\eta_e = \eta_i \eta_m. \quad (8.5)$$

Для сучасних газотурбінних установок, працюючих зі ступеню збільшення тиску $\varepsilon_p = 5...7$ і температурою газів на вході в турбіну, яка дорівнює 920...2270 К, $\eta_e = 0,2...0,25$.

Практика показує, що температура газів, які виходять з газової турбіни, завжди вище температури повітря, яке потрапляє в камеру згорання. Це дозволяє вдосконалювати процес перетворення теплоти в механічну роботу шляхом передачі теплоти відпрацьованих

газів повітря, що виходить з компресора і потрапляє в камеру згорання. Цей теплообмін між відпрацьованими газами і повітрям, що нагнітається, здійснюється в спеціальному регенераторі трубчас-

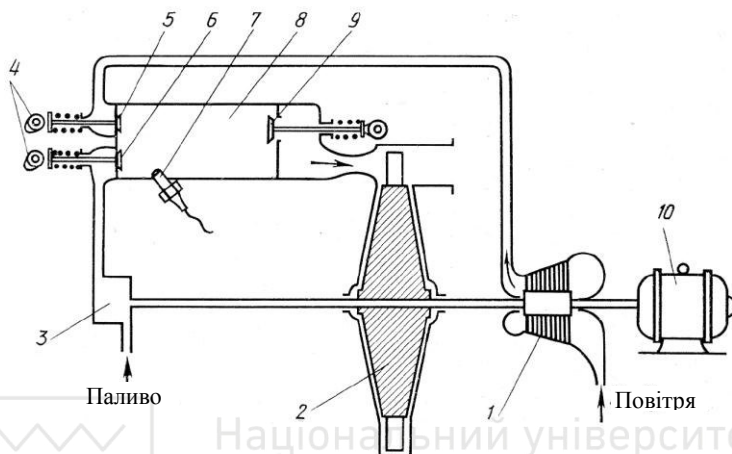


Рис. 8.3 Принципова схема найпростішої ГТУ з закритою камерою згорання

того або пластинчастого типу. Застосування регенератора дає можливість довести ефективний ККД газотурбінної установки до 0,31 замість 0,2...0,25 (без регенератора).

ГТУ зі згоранням палива при постійному об'ємі

Ця ГТУ, рис. 8.3, відрізняється від ГРУ з $p=\text{const}$ в основному будовою і принципом дії камери згорання 8, а від цього залежить і характер протікання самого циклу.

Тут камера згорання замкнута. При роботі на газі звичайно вона оснащена трьома, а при роботі на рідкому паливі – двома клапанами і свічкою запалення 7. Клапан 5 призначений для впуску повітря, що нагнітається компресором 1, а клапан 9 – для випуску газів з камери згорання в турбіну 2. Клапан 6 слугує для впуску газоподібного палива. Якщо установка працює на рідкому паливі, то замість клапана 6 в камері згорання встановлюється одна або декілька форсунок. Клапани, свічка запалення і форсунки (якщо камера працює на рідкому паливі) керуються за допомогою спеціального розподільчого механізму 4, який має механічний привід від вала



турбіни 2. Цей механізм дозволяє відкривати і закривати клапани, здійснювати подачу палива і запалення з допомогою свічки 7 в строго визначені моменти часу. З рис. 8.3 видно, що газова турбіна 2 приводить в обертання компресор 1 і паливний насос 3, а надлишкову потужність віддає електрогенератору 10.

Робочий процес в камері згорання 8 відбувається наступним чином. Після заповнення її повітрям клапан 5 закривається і тільки тоді подається (вприскується) паливо. Горюча суміш потім запалюється іскрою від свічки 7. В зв'язку з тим, що випускний клапан 9 в цей час закритий, процес згорання здійснюється в замкнутому (постійному) об'ємі. Температура і тиск газоподібних продуктів згорання в камері 8 підвищуються пропорційно швидкості виділення тепла, тобто інтенсивності горіння палива. В кінці згорання випускний клапан 9 відкривається і гази з камери направляються в турбіну 2; при цьому температура і тиск газів в камері знижуються. Коли їх тиск впаде до певної величини відкривається впускний клапан 5, і в камеру згорання починає поступати свіже повітря, за допомогою якого виконується продувка. Призначення продувки полягає в тому, щоб найбільш повно видалити рештки газів з одночасним охолодженням камери згорання і робочих органів турбіни. В кінці продувки клапан 9 закривається, а камера згорання знову заповнюється стисненим повітрям з компресора, після чого весь процес знову повторюється. Таким чином, тиск в закритій камері згорання при роботі періодично змінюється, причому в досить широких межах.

При однаковій степені підвищення тиску β в компресорі в циклі з $v = \text{const}$ ступінь розширення, а отже і термічний ККД буде більшим. Але, не зважаючи на цю перевагу, ГТУ з $v = \text{const}$ до тепер не отримали практичного розповсюдження за таких причин: 1) наявність клапанів і розподільчого механізму в значній мірі ускладнює конструкцію камери згорання. Більш того, практика показала, що саме із-за клапанів камера згорання стає ненадійною і недовговічною в роботі; 2) внаслідок пульсації газового потоку з'являється можливість появи небезпечних вібрацій турбінних лопаток, що може привести до аварій; 3) через те, що газ проходить через клапани, він дроселюється, а за рахунок цього знижується ККД ГТУ; 4) ККД знижується ще й тому, що при змінному тиску турбіна на протязі більшої частини циклу працює на не роз-

рахунковому режимі, коли обтікання її проточної частини супроводжується підвищеними втратами.

Існує ряд способів підвищення економічності ГТУ: 1) за рахунок використання регенерації тепла відпрацьованих в турбіні газів; 2) шляхом ступінчастого стискання повітря з проміжним його охолодженням; 3) за допомогою використання ступінчастого згорання (підігріву газу); 4) шляхом створення складних і багатовальних установок, що дає можливість підвищити ефективність ГТУ, особливо при роботі на частинних навантаженнях; 5) шляхом створення комбінованих установок, які працюють за парогазовим циклом і з поршневими камерами згорання.

Одновальні ГТУ з регенерацією

Одним зі способів підвищення економічності ГТУ є використання тепла відпрацьованих в турбіні газів для підігріву повітря, яке потім подається компресором в камеру згорання. Для цього повітря після компресора 1, рис. 8.4, пропускається через регенератор 2, який являє собою теплообмінний апарат поверхневого типу. В регенератор також направляються після газової турбіни 4 відхідні гази, які шляхом теплообміну віддають частину свого тепла повітрю і потім видаляються в атмосферу. Перегріте повітря далі потрапляє звичайним шляхом в камеру згорання 3.

Цикл з регенерацією в T - s діаграмі показаний на рис. 8.4. Лінії на рисунку показують: 3-4 – стиск повітря в компресорі; 4-5 – нагрів повітря в регенераторі при $p = \text{const}$; 5-1 – підвід тепла в камері згорання при $p = \text{const}$; 1-2 – розширення газу в турбіні; 2-6 – відвід тепла від відпрацьованих газів в регенераторі при $p = \text{const}$; 6-3 – ізобарний відвід тепла з відхідними газами в атмосферу (умовне замикання циклу).

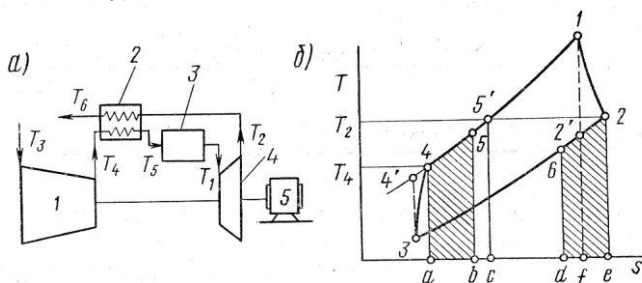


Рис. 8.4. Газотурбінна установка з регенерацією

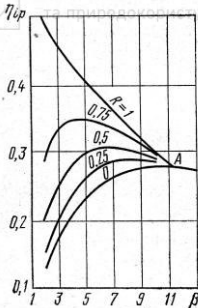


Рис. 8.5. Графік функції $\eta=f(\beta)$

Відношення

$$q_1/q_2 = R < 1 \quad (8.6)$$

називається ступенем регенерації.

На рис. 8.5 представлені залежності внутрішнього ККД ГТУ η_{ip} від ступені підвищення тиску β для різних значень ступені регенерації R . Криві побудовані для температури газу перед турбіною $T_1 = 1023$ К, температури повітря перед компресором $T_3 = 288$ К і відносного внутрішнього ККД турбіни $\eta_{ot} = 0,87$; внутрішнього (адіабатного) ККД компресора $\eta_k = 0,88$; теплового ККД камери згоряння $\eta_{k.z}^T = 0,97$.

Як видно з рисунка, всі криві перетинаються в одній точці A , яка відповідає такому значенню ступені підвищення тиску β , при якому температура повітря за компресором стає рівною температурі газів за турбіною, тобто $T_4 = T_2$. В цьому випадку регенерація стає неможливою. При значеннях $R < 0,5$ вплив регенерації на ККД ГТУ стає малоефективним. При $R > 0,5$ зі збільшенням ступені регенерації економічність ГТУ відповідно зростає за рахунок зменшення витрати палива в камері згорання. Величина R практично визначається поверхнею нагріву регенератора. У більшості сучасних ГТУ з регенерацією звичайно $R = 0,6 \dots 0,8$. При цьому економія у витраті палива за рахунок регенерації становить приблизно 22-28 %.

В практиці відомі ГТУ, які мають повітряні регенератори з $R=0,91$ (регенератор фірми „Ешер Віс”), гелієві регенератори з $R = 0,95$. Треба мати на увазі, що при $R > 0,8$ поверхня нагріву регене-

Заштриховані площа $a-4-5-b$ зображають на $T-s$ діаграмі кількість тепла q_1 , яке отримано 1 кг повітря в регенераторі, а площа $d-6-2-e$ – кількість тепла, яке віддано 1 кг газу повітрю. Вони будуть, вочевидь, рівними при умові відсутності втрат в оточуюче середовище. Тепло газів, які відпрацювали в турбіні, можна було би використати повністю в тому випадку, якби повітря у регенераторі можна було б нагріти до T_2 , тобто до температури, з якою газ виходить з турбіни. Цю кількість тепла q_2 на діаграмі $T-s$ представляє площа $a-4-5'-c$, де $T_5' = T_2$.



ратора, а отже, його габарити і вага стають дуже великими. Тому вибір найвигіднішого значення R виконується в залежності від схеми і призначення ГТУ на основі техніко-економічних розрахунків.

ГТУ розімкнутого процесу із ступеневим стисненням і ступеневим згоранням при постійному тиску

Підвищення ККД ГТУ із згоранням при постійному тиску може бути досягнуто також ступінчастим стисненням повітря в послідовно працюючих компресорах з охолодженням його в повітроохолоджувачах між компресорами. Зростання ККД пояснюється зменшенням роботи, яка витрачається на компресор, а отже, збільшенням корисної роботи. Розширення газу може також бути ступінчастим в послідовно встановлених турбінах з камерами згорання постійного тиску між ними. Принципова схема установки з двома ступенями стиснення і згорання дана на рис. 8.6

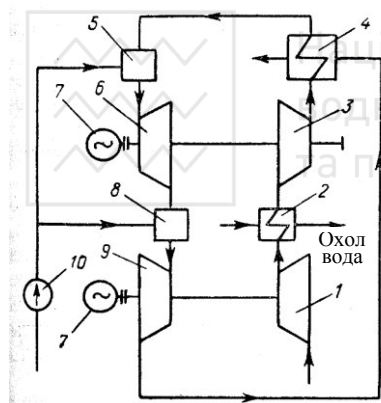


Рис. 8.6. Принципова схема ГТУ розімкнутого процесу з двома ступенями згорання і стиску і регенерацією тепла

Повітря, яке засмоктується компресором низького тиску 1, після стиснення, проходячи проміжний теплообмінник 2, який охолоджується водою, поступає в компресор високого тиску 3. Звідси стиснуте повітря поступає через регенератор 4 в камеру згорання високого тиску 5. Гази, які утворюються в результаті згорання при постійному тиску палива, яке подається паливним насосом або газовим компресором 10, поступає із камери згорання в газову турбіну високого тиску 6. Відпрацювавши в цій турбіні, газы

потрапляють в камеру згорання низького тиску 8, куди паливо подається тим же паливним насосом або газовим компресором. Відпрацьовані газы турбіни високого тиску вміщують значну кількість повітря, тому що в цю турбіну надлишкове повітря спеціально подається компресором високого тиску, і тому паливо, яке подається в камеру низького тиску, згорає. З цієї камери згорання



гази поступають в турбіну низького тиску 9 і, відпрацювавши в ній, видаляються через регенератор в атмосферу. Турбіна високого тиску приводить в рух компресор високого тиску, а турбіна низького тиску – компресор низького тиску. Надлишкова потужність передається електричному генератору, вал якого з'єднаний з валом турбіни високого тиску. Пуск установки виконується пусковим двигуном 7. Оскільки розглянута установка має два вала, вона називається двовальною.

Цикли з регенерацією теплоти в $p-v$ і $T-s$ координатах приведені на рис. 8.7.

Робоче тіло стискається адіабатно (процес 1-1') у першому ступені компресора, відкідля подається в теплообмінник, де охолоджується при постійному тиску (процес 1'-1'') до вихідного значення температури. При цьому відводиться теплота q_2'' . Після теплообмінника діє другий ступінь адіабатного стиску (1''-2). Стиснене повітря надходить у камеру згоряння, де підводиться теплота q_1' (процес 2-4) від джерела теплоти. З камери згоряння робоче тіло з параметрами стану в точці 4 надходить у перший ступінь газової турбіни, де відбувається адіабатний процес розширення 4-4'. З першого ступеня газової турбіни робоче тіло направляється знову в камеру згоряння, де підігрівається (ізобарний процес 4'-4'') при підведенні кількості теплоти q_1'' . З камери згоряння робоче тіло надходить в другу ступінь адіабатного розширення (процес 4''-5). Ізохорний процес 5-1 відводу теплоти q_2'' .

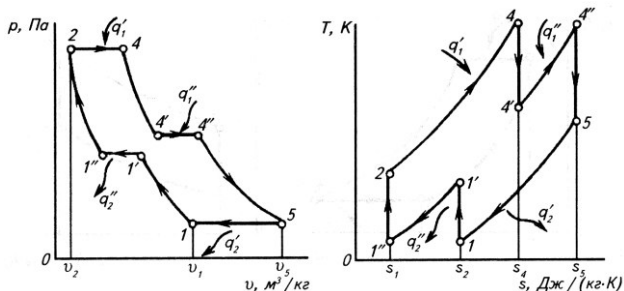


Рис. 8.7. Цикл теплових газотурбінних установок з регенерацією теплоти в $p-v$ і $T-s$ діаграмах

Необхідно відзначити, що охолоджувач призводить до втрат тиску в повітряному тракті ГТУ. Втрати в охолоджувачі, які віднесені до тиску газу перед турбі-

ною, складають біля 2 %.

Ефективна потужність газової турбіни



$N_e = GH_o\eta_{oe}$
де G – витрата газу, кг/с; H_o – наявний теплоперепад, кДж/кг;
 η_{oe} – внутрішній ефективний ККД турбіни.

8.2. Цикли паросилових установок

Будова парової турбіни

Парові і газові турбіни є основними типами двигунів в сучасних теплових електричних станціях (ТЕС). Турбіни мають ряд переваг перед іншими тепловими двигунами. Головні з них – компактність, можливість отримання великих потужностей в одному агрегаті, відсутність періодичності здійснення робочого процесу і висока економічна ефективність.

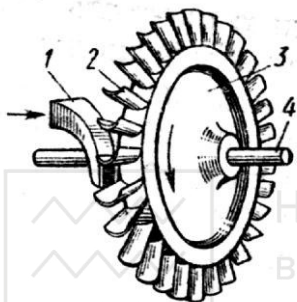


Рис. 8.8. Найпростіша схема одноступінчастої парової турбіни: 1- сопло; 2- робоча лопать; 3- диск; 4- вал

Будова і принцип роботи парової турбіни. Робота парової турбіни базується на витіканні водяної пари з великою швидкістю і використанні її кінетичної енергії для одержання механічної роботи. Для цього з парового котла під великим тиском при високій температурі

подають водяну пару до соплового апарату турбіни 1, рис. 8.8.

В соплах відбувається розширення пари (газу) і перетворення її енергії в кінетичну енергію струменю, що витікає з сопла. Струмінь пари, що має велику швидкість, потрапляє з сопла 1 на зогнуті робочі лопаті 2, які закріплені на диску 3, а диск жорстко закріплено на валу 4. Пара, що проходить криволінійними каналами між робочими лопатями, змінює напрям руху і втрачає швидкість. При цьому вона віддає частину кінетичної енергії лопатям і ця енергія перетворюється в механічну роботу обертання вала.

Вал і диск з лопатями утворюють ротор турбіни, який встановлено в корпусі. Сопловий апарат турбіни складається з групи сопел, які розташовані по колу лопатевого вінця диска. Сопловий апарат і диск з вінцем робочих лопатей утворюють один *ступінь*

тиску турбіни. Перетворення енергії пари в механічну роботу може здійснюватися за *активним і реактивним* принципами.

Активний принцип дії парової турбіни.

Турбіни, в яких розширення пари відбувається тільки в соплах, а на робочих лопатках використовується лише кінетична енергія пари при постійному її тиску, називаються *активними*. Розглянемо робочий процес такої турбіни. На рис 8,9. наведено схематичний переріз одноступеневої турбіни і графіки зміни тиску і абсолютної швидкості пари.

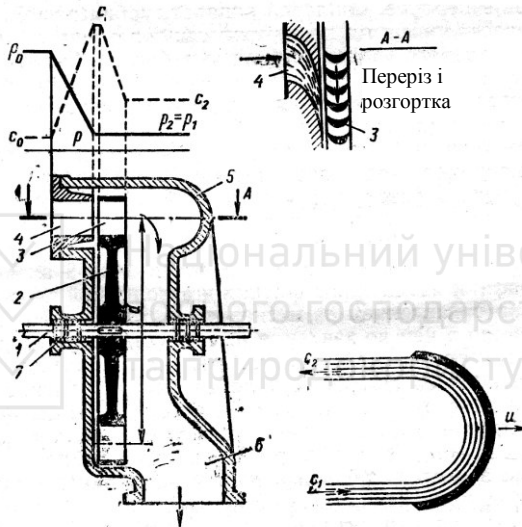


Рис. 8.9. Одноступінчаста активна парова турбіна: 1- вал; 2- диск; 3- робочі лопаті; 4- сопло; 5- корпус; 6- вихідний патрубок; 7- лабіринтові ущільнення

Рис. 8.10. До виведення оптимального значення відношення u/c_1

Свіжа пара з тиском p_0 і швидкістю c_0 надходить в сопло 4 і розширюється в ньому до тиску p . Швидкість пари зростає до c_1 . З цією швидкістю пара потрапляє в канали, які утворюються робочими лопатками 3. На робочих лопатках напрям швидкості пари змінюється, за рахунок чого виникають сили відцентрового тиску на лопатки, які і здійснюють корисну роботу. Відпрацьована пара виходить з турбіни через випускний патрубок 6. Герметичність в



місяцях проходжу вала через корпус турбіни досягається за рахунок лабіринтового ущільнення 7.

Щоб ефективно використати енергію пари в турбіні, необхідно відповідне співвідношення між швидкістю витікання пари з сопла c_1 і коловою (переносною) швидкістю лопаток $u = \pi d n / 60$, де d – діаметр кола, що проходить через середину висоти лопаток, m ; n – частота обертання ротора турбіни, об/хв, рис. 8.10. За колову швидкість руху лопаток приймають колову швидкість точок, що розташовані на колі, яке проходить серединою висоти лопаток. Для наближеної оцінки оптимального відношення u/c_1 припускаємо, що напрям руху струменю пари при вході на лопатку співпадає з її рухом, а при виході напрям струменю протилежний напрямку руху лопатки. Тоді відносна швидкість входу пари на лопатку

$$w_1 = c_1 - u, \quad (8.7)$$

де c_1 – абсолютна швидкість струменю при вході на лопатку.

Відносна швидкість виходу пари з лопаті

$$w_2 = c_2 + u. \quad (8.8)$$

Розширення пари на лопаті не відбувається, тому $w_1 = w_2$. Прирівнявши вирази (8.7) і (8.8), отримаємо $c_1 - u = c_2 + u$, звідси $c_2 = c_1 - 2u$. Кінетична енергія пари використовується повністю, якщо $c_2 = 0$, тобто тоді $c_1 = 2u$, тоді $u/c_1 = 0,5$.

Через те, що у турбіні струмінь пари напрямлений під кутом α до площини обертання, то вигідне співвідношення $u/c_1 = 0,5 \cdot \cos \alpha$, яке відповідає значенням $0,45 \dots 0,49$.

Крім того, хоча вихідна швидкість пари c_2 повинна бути мінімальною, вона не може бути рівною нулю, і тому відношення u/c_1 має ще менше значення.

Швидкість пари залежить від наявного теплового перепаду. При використанні пари високих параметрів швидкості витікання пари дуже великі, отже, повинні бути великі і колові швидкості обертання дисків турбіни. При цьому в матеріалі диску виникають великі напруження, які пов'язані з виникненням великих відцентрових сил. Зміна ж найкращого відношення u/c_1 викликає різке зниження ККД турбіни. Тому в одноступінчастій турбіні можливо використати лише невеликі теплові перепади. Крім того, більшість машин, які приводяться в дію турбінами, потребують частоти обертання не більше 50 с^{-1} (тобто не більше 3000 об/хв.). Тому турбіни



потужністю приблизно 1 МВт і більше мають декілька ступенів тиску, нерідко і 2-3 ступеня швидкості.

Ступені тиску.

В багатоступеневих турбінах весь процес розширення пари розділений на частини або ступені. В кожному використовують невеликий перепад тиску. Якщо поділити увесь перепад тиску на z ступенів таким чином, щоб в кожному ступені використати рівні теплові перепади, то швидкості витікання пари в кожному будуть в $\sqrt{z}$ разів менші, ніж в одноступінчастій турбіні, яка використовує той самий тепловий перепад.

Дійсна швидкість витікання в одноступінчастій турбіні

$$c_1 = 44,72 \varphi \sqrt{h_1 - h_2}, \quad (8.9)$$

де h_1, h_2 – ентальпії пари відповідно на вході і виході з турбіни, кДж/кг; φ – швидкісний коефіцієнт сопла, який показує у скільки разів швидкість на виході з сопла менше швидкості оборотного витікання. Для сопел парових турбін $\varphi = 0,9 \dots 0,96$. В кожному ступеню багатоступінчастої турбіни використовується теплоперепад $(h_1 - h_2)/z$, тому швидкість витікання з кожного ступеню

$$c_1 = 44,72 \varphi \sqrt{(h_1 - h_2)/z}.$$

Реактивний принцип дії турбіни.

В реактивних турбінах пара лише частково розширюється в соплах. Остаточне розширення пари відбувається в робочих лопатках. Розширення пари в каналах між лопатками супроводжується її прискоренням по відношенню до робочих лопаток, внаслідок чого пара утворює, крім активного тиску відхиленого струменю, ще й реактивний тиск. Реактивний тиск має напрям протилежний швидкості струменю, що сходять з лопаті. Таким чином, турбіни, названі реактивними, працюють і за реактивним і за активним принципами.

На рис 8.11. показана схема проточної частини реактивного ступеню тиску.

Пара під дією тиску p_o через сопло 1 підводиться до робочих лопаток 2 і 3. В соплі пара частково розширюється, швидкість її зростає до c_1 . В каналі, який утворюється робочими лопатками, струмінь пари змінює свій напрям.

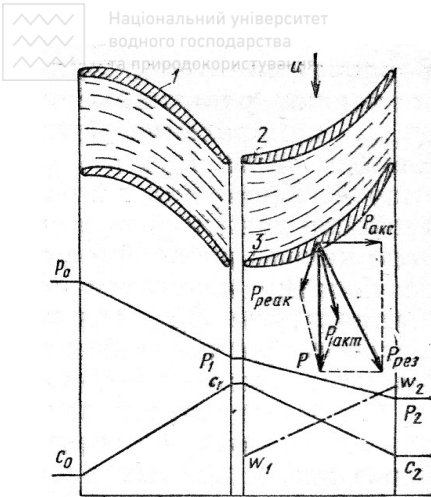


Рис. 8.11. Схема проточної частини реактивного ступеню тиску:
1 – сопло; 2, 3 – робочі лопатки

В результаті цього під дією відцентрових сил струменю лопатка сприймає сумарне зусилля, яке позначається $P_{акт}$. Вочевидь, що напрям сили $P_{акт}$ залежить від форми лопатки. Через те, що переріз каналу між лопатками зменшується в напрямі руху струменя, тиск її падає до кінцевого для даного ступеню p_2 ; відносна швидкість пари зростає від w_1 до w_2 , а абсолютна – зменшується до c_2 внаслідок зменшення кінетичної енергії, яка перетворюється в роботу. В результаті прискорення струменю пари в каналі між лопатками виникають реактивні сили, які дають рівнодіючу $P_{реак}$, напрям якої також залежить від форми лопаток. Складаючи сили $P_{акт}$ і $P_{реак}$, отримаємо рівнодіючу силу P . Крім того в реактивній ступені виникає в результаті різниці тисків p_1 і p_2 пари на вході і виході з міжлопаткового каналу додаткове осьове (аксіальне) зусилля $P_{акс}$. Тому на лопатку діє сила $P_{рез}$, яка дорівнює сумі сил P і $P_{акс}$. Напрямок $P_{рез}$ відхиляється від площини руху лопаток в бік наступних ступенів низького тиску. Цим пояснюється виникнення осьового зусилля, яке діє на ротор.

Ступенем реакції ступеню ρ називають відношення теплопадіння, яке приходить на частину процесу, що проходить на робочих лопатках, до загального теплопадіння ступеню $h_o = h_{o1} + h_{o2}$:

$$\rho = h_{o2} / (h_{o1} + h_{o2}), \quad (8.10)$$

де h_{o2} і h_{o1} – частини наявного теплопадіння, які приходяться на робочі лопатки і сопла (напрямні лопатки) відповідно.

В багатоступеневих реактивних турбінах соплові канали утворюються вінцями нерухомих (напрямних) лопаток, які закріплені в корпусі турбіни. Робочі (рухомі) і напрямні лопатки мають однаковий профіль.

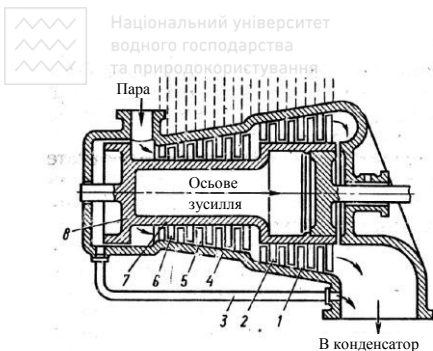


Рис. 8.12. Схема реактивної багатоступеневої турбіни: 1 і 5- напрямні лопаті; 2 і 6- робочі лопаті; 3- з'єднувальний трубопровід; 4- корпус; 7- ротор; 8- розвантажувальний поршень

На рис. 8.12 показана схема реактивної багатоступеневої турбіни.

Ротор 7 турбіни виконано в вигляді барабана, на якому закріплені робочі лопатки 2 і 6. Напрямні лопатки 1 і 5 закріплені в корпусі 4 турбіни. Для компенсації дії осьового зусилля $P_{акс}$ слугує розвантажувальний поршень 8. З'єднувальний трубопровід 3 сполучає простір перед розвантажувальним поршнем з випускним патрубком. Внаслідок різниці тисків пари по

обидві сторони поршня останній сприймає зусилля, яке врівноважує осьове зусилля, що розвивається в проточній частині турбіни і напрямлене в бік руху пари.

Через те, що в реактивних турбінах є різниця тисків з обох боків робочих лопаток в кожному ступеню, то неминуче витікання пари через зазори між робочими лопатками і корпусом; між напрямними лопатками і ротором. Для зменшення різниці тисків, а отже, і витікання пари наявний перепад тисків поділяють на велику кількість ступенів, тому потужні реактивні турбіни мають значну кількість ступенів тиску (іноді до 100).

Конструктивна схема парової турбіни

Розглянемо конструкцію типової активної турбіни потужністю 50000 кВт при частоті обертання 3000 об/хв, яка живиться парою з тиском 29 бар і температурою 400 °С, рис. 8.13.

На вал турбіни в гарячому стані насаджені диски, на ободах яких закріплені робочі лопаті. Диски розділені нерухомими проміжними діафрагмами. В кожній діафрагмі розташовані сопла, в яких потік пари прискорюється і набуває необхідного для входу в робочі лопаті напрямку. Поступове збільшення висоти сопел і лопаток від ступеню до ступеню обумовлено тим, що в міру розширення пари об'єм її зростає. Це потребує поступового збільшення прохідних перерізів проточної частини. Сопла першого ступеню

закріплені в стінці корпусу турбіни. Пара до сопел парової турбіни підводиться через декілька клапанів, які розташовані на кришці турбіни перпендикулярно площині креслення. Від кожного клапана пара поступає до самостійної групи сопел.

При зміні навантаження турбіни необхідно змінювати витрату пари через турбіну. Це досягається відповідним відкриттям клапанів. Через те, що клапани закриваються і відкриваються послідовно, частина пари, яка проходить через повністю відкриті клапани, не мнеться і потрапляє до групи сопел першого ступеню з повним початковим тиском. Лише та доля пари, яка проходить через частково відкритий клапан, дроселюється в клапані і підходить до своєї групи сопел з пониженим тиском.

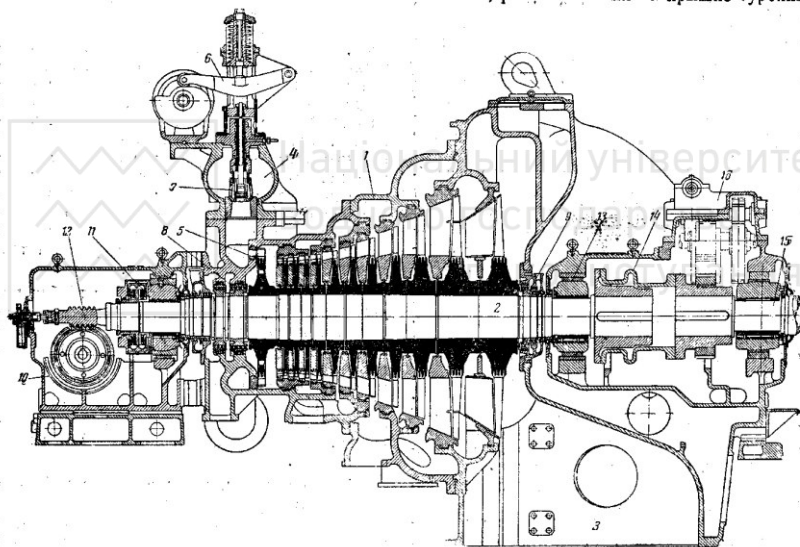


Рис. 8.13. Поздовжній переріз турбіни АК-50-2 потужністю 50000 кВт, з частотою обертання 3000 об/хв:

1- корпус турбіни; 2- вал турбіни; 3- вихлопний патрубок; 4- клапанна коробка; 5- регульований ступінь; 6- привід регулюючих клапанів; 7- регулюючий клапан; 8- переднє кінцеве ущільнення; 9- заднє кінцеве ущільнення; 10- корпус переднього підшипника; 11- передній комбінований опорно-упорний підшипник; 12- черв'ячна передача до вала регулятора; 13- задній опорний підшипник турбіни; 14- з'єднувальна муфта валів турбіни і генератора; 15- підшипник генератора; 16- пристрій повертання вала.

Такий спосіб управління впуском пари в турбіну, при якому послідовно відкривається доступ пари до окремих груп сопел, на-



зивається *сопловим способом регулювання*. Перша ступінь турбіни, яка отримує в залежності від навантаження пару з різної кількості сопел, називається *регульованою*. Поряд з сопловим існує також *дросельне* регулювання, яке відрізняється тим, що вся кількість пари до турбіни проходить одним клапаном.

Вихлопний патрубок турбіни з'єднується з конденсатором, в якому за рахунок охолодження пари підтримується тиск нижче атмосферного. Звичайно тиск в конденсаторі складає 0,03...0,06 бар.

В кожному ступені турбіни встановлюється певний тиск, який залежить від витрати пари. При зменшенні пропуску пари тиск у всіх ступенях понижується, причому в конденсаційних турбінах тиск в ступенях змінюється пропорційно пропуску пари.

Вал турбіни знаходиться в двох опорних підшипниках, які сприймають вагу ротора. Передній підшипник в турбіні, рис 8.13, одночасно фіксує осьове положення ротора по відношенню до статора і сприймає осьові навантаження на ротор турбіни.

В місцях, де вал проходить через корпус турбіни, розташовані ущільнення, які називають кінцевими ущільненнями вала. Переднє ущільнення вала слугує для зменшення витікання пари з корпусу турбіни в машинне приміщення. Заднє ущільнення попереджує можливість засмоктування атмосферного повітря в вихлопний патрубок і конденсатор турбіни. Засмоктування повітря в конденсатор турбіни призвело б до підвищення тиску в ньому і до зменшення ефективності роботи турбіни.

Для того щоб попередити можливість просочування повітря в конденсатор турбіни, до заднього ущільнення підводиться пара низького тиску. В місцях, де вал проходить через центральний отвір проміжних діафрагм, встановлені проміжні ущільнення, які перешкоджають протіканню пари з одного ступеню турбіни в інший, обминаючи сопла турбіни.

Правий кінець вала турбіни за допомогою муфти з'єднаний з кінцем вала генератора, один з підшипників якого розташований на корпусі вихлопного патрубка турбіни.

В сучасних турбінах великої потужності передбачаються спеціальний пристрій для повертання вала. За допомогою цього пристрою вал турбіни можливо приводити в повільне обертання. Пристрій складається з електродвигуна, який зв'язаний з редукторною

В підшипниках турбіни виділяється значна кількість тепла, яке необхідно відводити для того, щоб температура підшипника не перевищувала допустимої температури 60°C. Відведення тепла від підшипників забезпечується циркуляційною системою змащування, при якій мастило не тільки зменшує тертя між валом і вкладами підшипника, але й охолоджує підшипники. Нагріте мастило, яке покидає підшипник, після охолодження знову використовується для змащування.

Вода при початковій температурі (точка 3) стиска-

181



ється насосом H (процес 3-4) і подається в водяний економайзер BE при тиску p_1 . Тут за рахунок теплоти q_1' відхідних (димових) газів вода нагрівається при постійному тиску (процес 4-5) до температури кипіння (насичення) T_n (точка 5), потім в паровому котлі $ПК$ відбувається пароутворення при $T_n = \text{const}$ (процес 5-6) з витратою теплоти q_1'' . Отримана суха насичена пара в пароперегрівачі $ПП$ перегрівається за рахунок питомої теплоти омиваючих його газів q_1 при тому ж сталому тиску p_1 , який створюється насосом H , до потрібної температури T_1 (процес 6-1).

Перегріта пара з параметрами p_1, t_1, h_1 паропроводом подається в парову турбіну $ПТ$, де відбувається адіабатне розширення пари до тиску p_2 з виконанням зовнішньої роботи (процес 1-2). Після

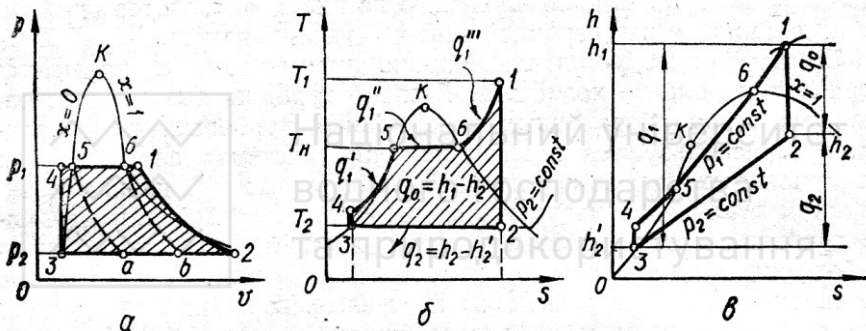


Рис. 8.15. Основний цикл (цикл Ренкіна) паросилової установки в $p-v$ координатах (а); $T-s$ координатах (б); і на $h-s$ діаграмі (в)

турбіни пара з питомою ентальпією h_2 потрапляє в конденсатор K , який являє собою трубчастий теплообмінник. Зовнішня поверхня трубок конденсатора омивається паром, а в середині їх неперервно циркулює охолоджуюча вода, яка подається циркуляційним насосом $ЦН$.

В конденсаторі за допомогою охолоджуючої води від пари віднімається питома теплота пароутворення $r = q_2$ і пара переходить при постійних тиску p_2 і температурі t_2 в рідину з питомою ентальпією h_2 (процес конденсації 2-3). В подальшому цикл повторюється. Такий цикл називається *конденсаційним циклом Ренкіна*.

В цьому циклі здійснюється повна конденсація пари з наступним адіабатним стисканням 3-4 конденсату в насосі при питомій роботі стискання, яка визначається площею $34p_1p_23$ на рис. 8.15а.



Питома теплота, яка передається робочому тілу на ділянці 4-5-6-1 циклу (див. рис. 8.15) при постійному тиску p_1 , визначається виразом (4.30)

$$q_1 = h_1 - h_2', \quad (8.11)$$

де h_1 – питома ентальпія пари, яка поступає в турбіню; h_2' – питома ентальпія рідини (конденсату після конденсатора), яка поступає в котел при тиску p_2 .

Питома теплота, яка віддається в конденсаторі охолоджуючій воді при постійному тиску p_1 на ділянці 2-3 циклу визначається аналогічно

$$q_2 = h_2 - h_2', \quad (8.11a)$$

де h_2 – питома ентальпія пари, яка виходить з турбіни.

Термодинамічний ККД циклу Ренкіна

$$\eta_{t \text{ Ренкіна}} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_1 - h_2') - (h_2 - h_2')}{h_1 - h_2'} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'}. \quad (8.12)$$

Важливою розрахунковою характеристикою паросилової установки є питома витрата пари d_o , яка являє собою відношення годинної витрати пари в ідеальному тепловому двигуні D_o до кількості виробленої електроенергії N_e . Оскільки кожен кілограм пари виконує в теоретичному циклі $q_o = h_1 - h_2$ кілоджоулів корисної роботи, а $1 \text{ кВт} \cdot \text{год} = 3600 \text{ кДж}$, то з рівняння теплового балансу ідеального двигуна

$$D_o(h_1 - h_2) = 3600 N_e$$

Отримаємо вираз для визначення теоретичної витрати пари (в кілограмах на кіловат-годину)

$$d_o = D_o / N_e = 3600 / (h_1 - h_2). \quad (8.13)$$

З підвищенням середньої температури циклу $T_{1 \text{ ср}}$ термічний ККД циклу підвищується. Таке підвищення в циклі Ренкіна можливе шляхом підвищення початкового тиску пари p_1 або температури перегріву t_1 .

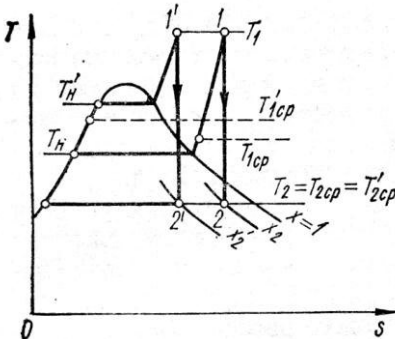


Рис. 8.16. Вплив початкового тиску пари на термічний ККД циклу Ренкіна



В першому випадку, рис. 8.16, підвищення $T_{1\text{сер}}$ до $T'_{1\text{сер}}$ обумовлено зростанням температури кипіння (пароутворення). Так, зростання початкового тиску від 2 до 10 МПа, що відповідає $t_n = 212^\circ\text{C}$ і $t'_n = 310^\circ\text{C}$, при тій же тиску в конденсаторі $p_2 = 0,004$ МПа призводить до підвищення термічного ККД від 0,36 до 0,426; тобто на 16,2%.

Несприятливим наслідком підвищення початкового тиску є зростання вологості пари в кінці розширення, тобто зменшення сухості пари ($x'_2 < x_2$). При цьому, краплі води, які виділяються на останніх ступенях турбіни, викликають механічний знос (ерозію) робочих лопаток і знижують загальний ККД турбіни.

При підвищенні температури перегрітої пари ($T'_1 > T_1$) також зростає середня температура відведення теплоти ($T'_{1\text{сер}} > T_{1\text{сер}}$), рис. 8.17.

Проте межа підвищення температури пари визначається жаростійкістю металу. Зростання температури перегріву пари, крім підвищення температури $T_{1\text{сер}}$, дає помітне зниження кінцевої вологості пари ($x'_2 < x_2$). В зв'язку з цим найбільш сприятливі результати досягаються при одночасному підвищенні тиску p_1 і температури t_1 , тобто при використанні пари високих початкових параметрів.

Зниження середньої температури $T_{2\text{сер}}$ в процесі відведення теплоти, рис. 8.18, обмежується температурою

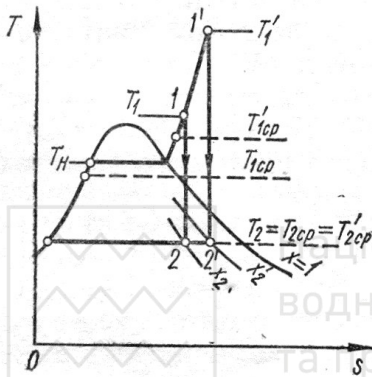


Рис. 8.17. Вплив початкової температури пари на термічний ККД циклу Ренкіна

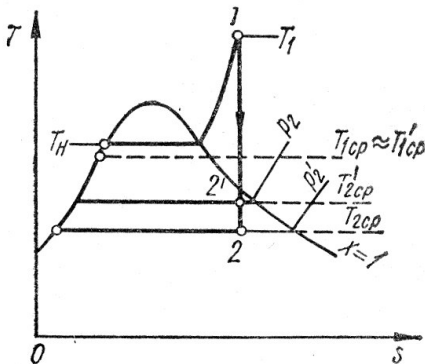


Рис. 8.18. Вплив кінцевої температури пари на термічний ККД циклу Ренкіна



оточуючого середовища, яка практично є теплоприймачем в паросилових установках.

Якщо виходити з температурних умов оточуючого середовища (повітря, вода рік та озер), то найнижча температура в циклі може бути $20...30^{\circ}\text{C}$, що відповідає для водяної пари кінцевому тиску $p_2 = 0,0024...0,0043 \text{ МПа}$.

Отже, робота паросилової установки зв'язана з підтриманням в конденсаторі парової турбіни відносно глибокого вакууму ($97...96\%$). З погіршенням вакууму (підвищенням p_2), як виходить з рис 8.18, термічний ККД циклу падає.

У відмінну від теоретичного циклу паросилової установки, який

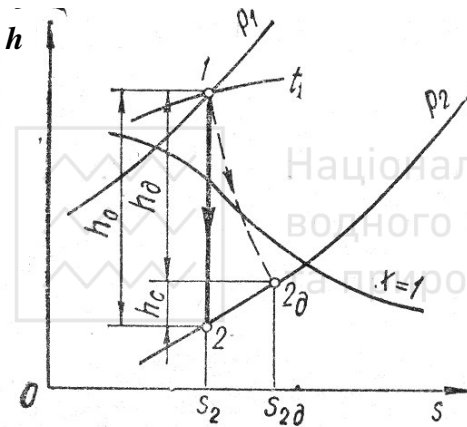


Рис. 8.19. Оборотний (1-2) і необоротний процеси (1-2д) адіабатного розширення водяної пари

складається з оборотних процесів, дійсний цикл проходить необоротно. Розширення пари в турбіні проходить при наявності втрат, що пов'язані з тертям пари об стінки і з іншими гідродинамічними явищами. Робота пари перетворюється в теплоту, що підвищує питому ентальпію пари в кінцевому стані від h_2 до $h_{2д}$, рис 8.19. Тому дійсний процес адіабатного розширення пари в турбіні, який проходить необоротно, зображується не прямою 1-2,

а умовною кривою 1-2д.

Очевидно, питома корисна робота в дійсному тепловому двигуні (так звана *питома внутрішня*, або *індикаторна*, робота) $l_i = h_1 - h_{2д}$ менше такої ж роботи $l_o = h_1 - h_2$ в ідеальному двигуні. Відношення питомої дійсної роботи l_i до теоретичної l_o називається *відносним внутрішнім ККД* теплового двигуна η_{oi} . Для парової турбіни

$$\eta_{oi} = l_i / l_o = (h_1 - h_{2д}) / (h_1 - h_2) \quad (8.14)$$

і досягає $80...90 \%$.



Відношення питомої, корисно витраченої теплоти l_i в реальному двигуні до питомої теплоти q_1 , яка витрачена в циклі, називається *абсолютним внутрішнім ККД теплового двигуна* η_i , тобто згідно рис. 8.15в

$$\eta_i = l_i / q_1 = (h_1 - h_{2d}) / (h_1 - h_2'). \quad (8.15)$$

Якщо врахувати, що при параметрах пари $p_1 = 17$ МПа, $t_1 = 550^\circ\text{C}$ і $p_2 = 0,004$ МПа, які тепер широко використовуються на теплових електростанціях, $\eta_{t \text{ Ренкіна}} = 0,46$; то, прийнявши $\eta_{oi} = 0,85$; отримаємо $\eta_i = 0,46 \cdot 0,85 = 0,39$, тобто тільки 39 % теплоти, яка підводиться в циклі, перетворюються в корисну роботу.

Способи підвищення теплової ефективності паросилових установок

Незважаючи на те, що тепер здійснюється масове опанування високих і надвисоких параметрів пари ($p_1 = 23 \dots 30$ МПа; $t_1 = 570 \dots 600^\circ\text{C}$) і глибокого вакууму в конденсаторі (97 % або $p_2 = 0,003$ МПа), термічний ККД циклу Ренкіна не перевищує 50 %. В реальних умовах доля корисно використаної теплоти ще менша із-за втрат, які пов'язані з внутрішньою необоротністю термодинамічних процесів. В зв'язку з цим використовують такі способи підвищення теплової ефективності паросилових установок: попередній підігрів живильної води за рахунок відпрацьованої в турбіні пари (регенеративний цикл); вторинний перегрів пари (цикл з вторинним перегрівом), комбіноване використання теплоти (теплофікаційний цикл).

Регенеративний цикл. Його особливість полягає в тому, що конденсат, який має після конденсатора K температуру $t_2 = 28 \dots 30^\circ\text{C}$, перед тим як потрапити в котел $ПК$, підігрівається в спеціальних теплообмінниках $П1 \dots П3$, рис. 8.20, парою, яка відбирається з проміжних ступенів турбіни. Практично з економічної точки зору виправдано застосування від п'яти до восьми ступенів підігріву.

При відбиранні пари на підігрів конденсату, з одного боку, зменшується витрата питомої теплоти q_1 для отримання пари, але з другого боку, одночасно зменшується питома робота пари l_o в турбіні. Не зважаючи на протилежний характер цих впливів, відбір завжди підвищує η_i . Це пояснюється тим, що при підігріві живильної води за рахунок теплоти конденсації відібраної пари усуваєть-

ся підвід теплоти від зовнішнього джерела на ділянці 4-4' і таким чином середня температура підводу теплоти від зовнішнього джерела в регенеративному циклі зростає (підведення зовнішньої теплоти здійснюється тільки на ділянці 4'-5-6-1)

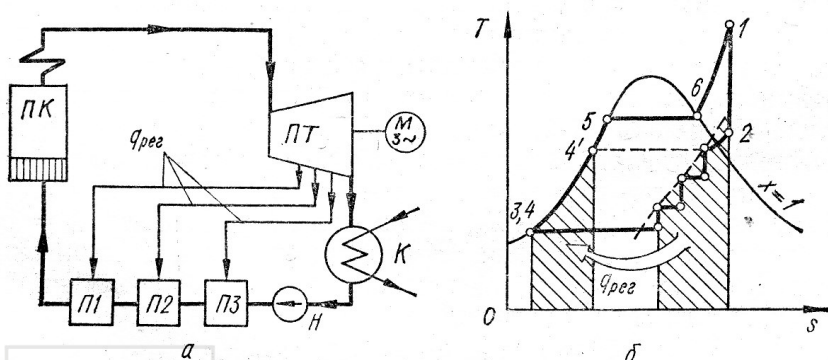


Рис. 8.20. Схема (а) і регенеративний цикл (б) паросилової установки

Крім того, регенеративний підігрів живильної води зменшує необоротність в процесі передачі теплоти від газів до води на ділянці 4'-5, тому, що зменшується різниця температур між газами і попередньо підігрітою водою.

Застосування регенеративного підігріву живильної води збільшує термічний ККД циклу паросилової установки на 8...12%.

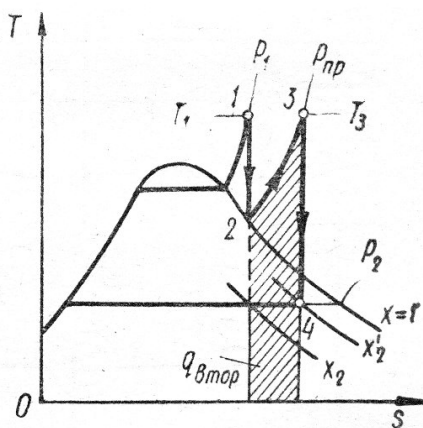


Рис. 8.21. Цикл паросилової установки з вторинним перегрівом пари

Цикл з вторинним перегрівом пари. Щоб уникнути підвищення вологості понад допустиму межу, підвищують початкову температуру перегрітої пари, а також застосовують вторинний або проміжний перегрів. Сутність останнього полягає в тому, що пара після розширення 1-2 в перших ступенях турбіни, рис. 8.21, при постійному тиску $p_{пр}$ підлягає вторинному перегріву у другому пароперегрівнику до температури T_3 (процес 2-3); після

чого пара потрапляє в наступні ступені турбіни, де відбувається розширення 3-4 до тиску в конденсаторі.

В результаті вторинного перегріву ступінь сухості пари зростає від x_2 до x_2' , що покращує роботу проточної частини турбіни. Одночасно з цим може підвищитися термічний ККД циклу, якщо підібрати тиск і температуру проміжного перегріву так, щоб середня температура в процесі перегріву 2-3 була вище середньої температури підводу теплоти в циклі з однократним перегрівом.

Теплофікаційний цикл. Згідно другого закону термодинаміки значна частина теплоти (більше 50%), яка передається парі в паровому котлі, неминуче повинна передаватися в конденсаторі теплоприймачу і даремно виноситися з охолоджуючою водою, яка має температуру після конденсатора 15...30°C. Природно, теплота з такою низькою температурою (низько потенціальна теплота) не може бути використана ані для опалювальних, ані для технологічних потреб.

Щоб в подальшому можна було б використовувати цю теплоту, необхідно підвищити температуру хоча б до 80...100°C, для чого необхідно підвищити тиск пари p_2 , яка виходить з турбіни, відповідно до 0,077...0,1 МПа. Такі установки працюють з погіршенням вакуумом або з протитиском. Поряд з виробництвом електроенергії вони відпускають зовнішньому споживачу теплоту в вигляді пари або гарячої води і називаються *теплофікаційними*, рис 8.22.

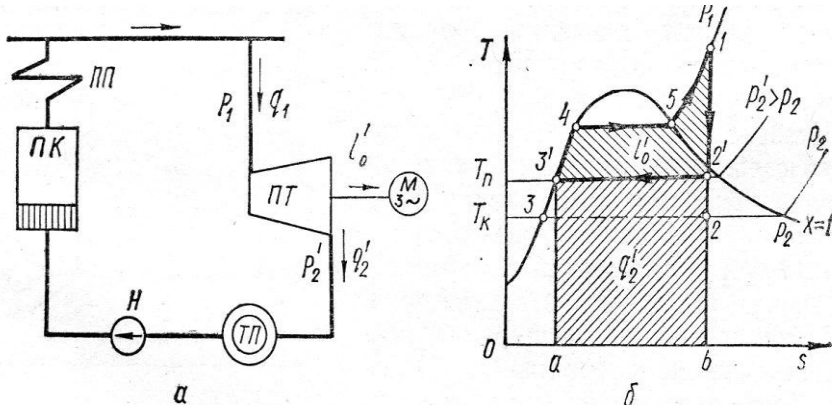


Рис. 8.22. Схема теплофікаційної паросилової установки (а) і цикл її роботи (б)

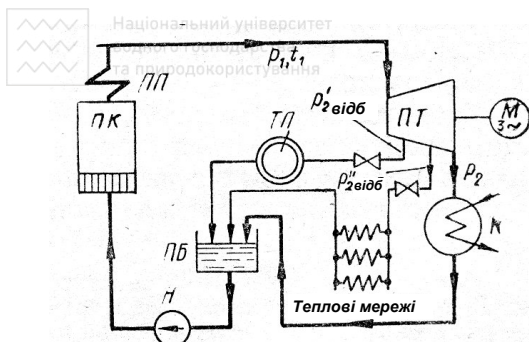


Рис. 8.23. Схема теплоелектроцентральної з регульованим відбиранням пари

В таких установках нема конденсаторів, і пара після турбіни ПТ з підвищеним тиском і температурою T_n (точка 2' на рис. 8.22б) направляється до теплового споживача (теплоприймача) ТП. Віддаючи споживачу питому теплоту q_2' , пара конденсується (процес 2'-3'), і

конденсат за допомогою насоса повертається знову в паровий котел ПК

Таким чином, замість конденсаційного циклу 123451 реалізується теплофікаційний цикл 12'3'451, в якому кількість теплоти, що віддається холодному джерелу (площа 2'3'ab2'), використовується для опалення будівель, в технологічних процесах різних виробництв і ін. Електростанції, які працюють за таким комбінованим принципом, називаються *теплоелектроцентралями* (ТЕЦ).

Підвищення протитиску призводить до зменшення виробітку 1 кг пари електроенергії l_o' і термічного ККД η_t (площа 12'3'451 < 123451), Але загальне використання теплоти при цьому значно підвищується, тому що теплота відпрацьованої пари вже не втрачається, а корисно використовується:

$$q_{\text{вик}} = l_o' + q_2' \quad (8.16)$$

Характеристикою теплофікаційного циклу слугують відношення питомою використаної енергії $q_{\text{вик}}$ до питомої підведеної теплоти q_1 , яке називається *коефіцієнтом використання теплоти*:

$$\eta_{\text{ет}} = q_{\text{вик}}/q_1 = (l_o' + q_2')/q_1 \quad (8.17)$$

В ідеальному випадку, коли використовується вся питома теплота q_2' , $\eta_{\text{ет}}=1$ (або 100%). В реальних умовах частина теплоти втрачається і економічність теплофікаційних установок з протитиском досягає 60...80%, що набагато вище економічності конденсаційних установок.

Щоб можливо було в більш широкому діапазоні незалежно змінювати теплове і електричне навантаження, на більшості теп-



лоелектроцентралей застосовують конденсаційні турбіни з проміжним відбиранням пари при тисках, які необхідні для споживачів теплоти. Одна з таких схем показана на рис. 8.23.

Тут частина пари відбирається з проміжних ступенів турбіни при тиску $p_{2\text{від}}$ (як і в випадку регенерації) і направляється тепловим споживачам *ТП*; друга частина пари при більш низькому тиску $p_{2\text{від}}$ відбирається і потрапляє в теплові мережі для опалення. Конденсат цих двох потоків пари повертається через живильний бак назад в паросилову установку. Решта пари, яка необхідна для виробітку електроенергії, продовжує розширюватися в турбіні *ПТ* до тиску p_2 і виходити в конденсатор *К*.

Таким чином, комбінований виробіток електроенергії і теплоти на теплоелектроцентралях є одним з головних методів підвищення економічності теплових електростанцій і слугує основою теплофікації.

Комбіновані (бінарні) цикли. Температурна межа для паросилових установок, які працюють на водяній парі, обмежуються міцністю сталі (при тисках на рівні 30 МПа температура не допускається вище 600°C).

Нижня температура в циклі Ренкіна становить 15...30°C. В той же час верхня межа температури в газотурбінних установках в залежності від міцності матеріалів допускається на рівні 1000°C, що набагато вище температури перегріву пари в паросилових установках, проте нижня межа температури досягає 350...450°C при розширенні продуктів згоряння до атмосферного тиску.

Суттєвого зростання ефективності використання теплоти продуктів згоряння палива можливо досягти шляхом комбінування газотурбінних і паросилових установок. Одна з можливих схем такої парогазової установки зображена на рис. 8.24.

Атмосферне повітря компресором *БК* подається в топку високонапірного парогенератора *ПГ* (процес *a-b* на рис. 8.24б), в яку також поступає рідке або газоподібне паливо. Теплота, яка отримана при згорянні палива (процес *в-с*), частково використовується для отримання перегрітої водяної пари (процес *4-5-1*) і частково перетворюється в корисну роботу в газовій турбіні *ГТ* (процес *с-d*). Після турбіни продукти згоряння, які мають ще відносно високу температуру, направляються в регенеративний газовойодяний підігрівник *ГВ*, де охолоджується (процес *d-a*) і підігрівають конденсат



(процес 3-4) парової турбіни, який подається насосом H в парогенератор ПГ.

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

Особливості циклів атомних електростанцій

Термодинамічні цикли атомних електростанцій подібні циклам звичайних теплових електростанцій, які працюють на органічному паливі.

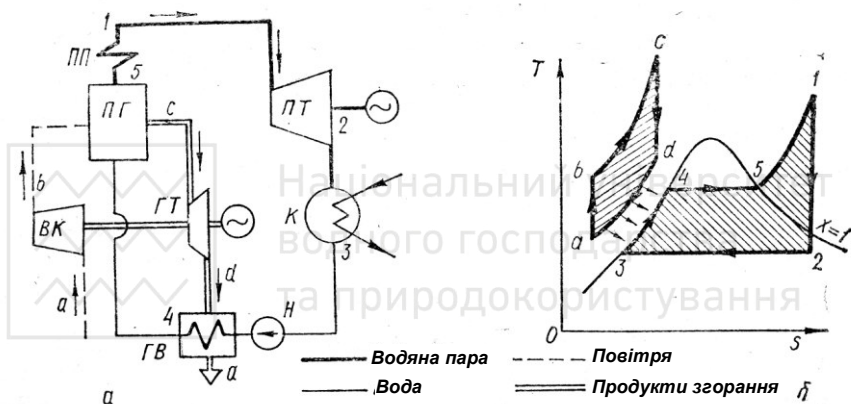


Рис. 8.24. Схема парогазової установки (а) і цикл її роботи (б)

Найбільш опанованими енергетичними реакторами є вододояні, в яких вода грає подвійну роль: відбирає теплоту реакції ділення ядерного палива і одночасно уповільнює нейтрони, які необхідні для підтримання ланцюгової реакції. Такі реактори називають також *реакторами на теплових (повільних) нейтронах*.

Теплота, яка виділяється в реакторі, передається або безпосередньо робочому тілу шляхом його нагрівання в активній зоні реактора, або шляхом використання проміжного теплоносія, який відводить теплоту від активної зони реактора і потім в теплообмінному апараті (парогенераторі) передає її робочому тілу паросилової установки. В першому випадку схема установки називається *одноконтурною*, а в другому – *двоконтурною*.



Одноконтурная схема атомної електростанції показана на рис. 8.25а. Вода, проходячи через ядерний реактор $ЯР$, нагрівається і випаровується. Пара, що утворилася, поступає в парову турбіну $ПТ$, а потім в конденсатор $К$, де конденсується за рахунок відведення теплоти охолоджуючою водою. З конденсатора вода насосом $Н$ знову нагнітається в реактор і цикл замикається.

На рис. 8.25б зображена двоконтурная схема атомної електростанції, де використовується два теплоносія. В першому контурі проміжний теплоносій нагрівається в ядерному реакторі $ЯР$ і поступає в парогенератор $ПГ$, віддаючи теплоту робочому тілу (воді) енергетичного контуру, після чого насосом $Н2$ повертається в реактор.

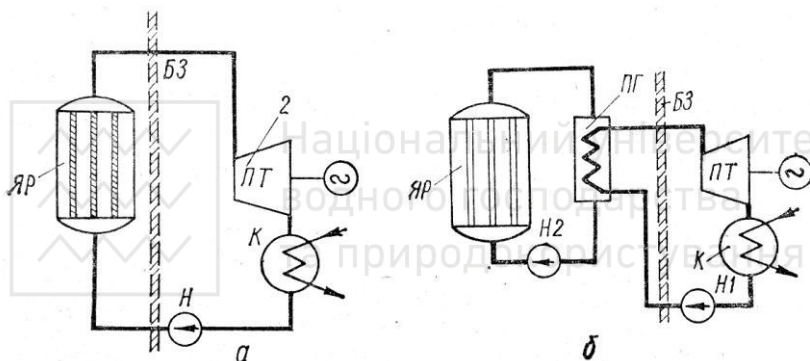


Рис. 8.25. Одноконтурная (а) і двоконтурная (б) схеми атомних електростанцій

В якості теплоносія в першому контурі використовують воду, високотемпературні органічні речовини, рідкі метали і ін. Другий (енергетичний) контур складається з тих же елементів, що і звичайна паросилова установка. В парогенераторі $ПГ$ вода за рахунок

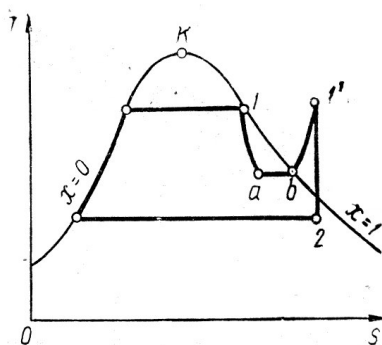


Рис. 8.26. Цикл роботи атомної електростанції

теплоти теплоносія першого контуру перетворюється в пару і поступає в парову турбіну $ПТ$. Відпрацьована в турбіні пара конденсується в конденсаторі $К$ і насосом $Н1$ повертається в парогенератор. Всі агрегати первинного контуру із-за великої радіоактивності оточені спе-

Термічний ККД циклів атомних електростанцій, як і паросилового циклу Ренкіна, залежить від початкових і кінцевих параметрів пари. Початкові параметри пари обмежуються допустимою температурою покриття тепловиділяючих елементів реактора, яка в залежності від матеріалів оболонок складає 400...600°C, а також граничною температурою ядерного палива, при якій настають його фазові перетворення. Тому для сучасних атомних електростанцій характерний низький перегрів пари і в основному він потрапляє в турбіну — насиченим. Щоб уникнути ерозійного зносу лопаток із-за великої вологості пари в процесі розширення, передбачають вивід його з проміжних ступенів турбіни для сепарації утвореної води (процес $a-b$, рис.8.26), а іноді для проміжного перегріву (процес $b-1'$).

В процесі розширення пари в турбіні насиченої пари (лінія 1-2-3 на рис.8.27) вологість в останніх ступенях велика, внутрішній ККД η_{oi} малий, а ерозія лопаток при цьому стає недопустимо великою (вологість $y_k = 10\%$ допустима при $u < 520$ м/с, а $y_k = 16\%$ при $u < 400$ м/с).

В турбінах АЕС для зниження кінцевої вологості застосовують проміжну сепарацію вологі з пари (лінія 2-4) або сепарацію із по-

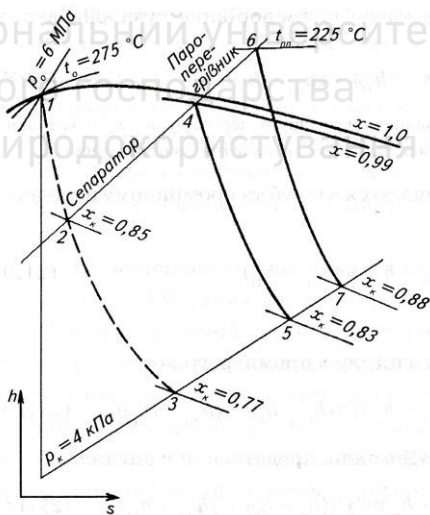


Рис. 8.27. Процес розширення пари в турбінах насиченої пари



дальшим перегрівом відсепарованої пари (2-4-6). Проміжна сепарація вологі поділяється на зовнішню (видалення вологи в сепараторах) та внутрішньоканальну сепарацію вологи в проточній частині турбіни.

Зовнішня сепарація вологи пов'язана з виводом з турбіни за циліндром високого тиску (ЦВТ) всього потоку пари в сепаратори з подальшим поверненням його в циліндри низького тиску (ЦНТ) турбоустановки. Тиск $p_{розп}$, при якому відбувається сепарація або сепарація з проміжним підігрівом пари, називається розподільним та суттєво впливає на показники економічності турбоустановки і параметри сепаратора. Зовнішня сепарація може підвищити сухість пари до $x = 0,995 \dots 0,990$ та одночасно зменшити вологість в наступних ступенях турбіни, що дає вигоду в ККД установки та збільшує ерозійну надійність роботи останніх ступенів турбіни. Оптимальний розподільний тиск в схемах АЕС з одним ступенем сепарації складає $p_{розп} = (0,10 \dots 0,15)p_o$.

8.3. Зворотні цикли теплових машин

Загальна характеристика холодильних установок

Виробіток штучного холоду і трансформація теплоти з більш низького температурного рівня на більш високий знаходять широке застосування в різних галузях промисловості. Теплові машини, які призначені для пониження температури тіл по відношенню до температури оточуючого середовища і безперервного підтримання цієї температури, називаються *холодильними* установками. Ці ж машини, які використовуються для підвищення температурного рівня оточуючого середовища, називаються *трансформаторами теплоти* або *тепловими насосами*.

В залежності від температури, яка повинна бути досягнута при охолодженні, розрізняють холодильні установки *помірного* холоду (температури до -70°C) і установки *глибокого* холоду (температури до -200°C і нижче). Останні використовують для зрідження повітря і інших газів.

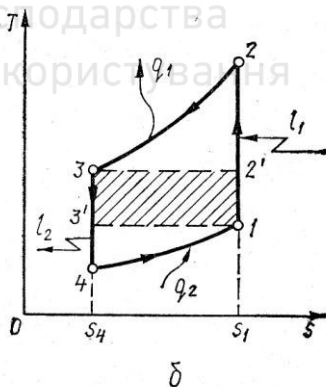
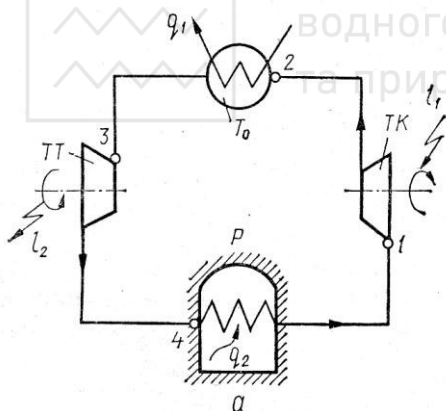
За характером робочого тіла (холодоагенту) холодильні установки поділяються на повітряні і парові. В останніх як холодоагент використовують пару різних речовин (наприклад, аміаку, фреонів) з низькою температурою кипіння. *Фреони* – фторхлорпо-

хідні типу $C_mH_nF_xCl_y$. Температура кипіння (насичення) фреонів t_n в залежності від їх складу змінюється в широких межах: наприклад, для аміаку $t_n = -35^\circ\text{C}$; для фреону-12 $t_n = -30^\circ\text{C}$; для фреону-13 $t_n = -81^\circ\text{C}$.

В холодильних установках і теплових насосах здійснюється відбір енергії від більш холодного тіла і передача її більш гарячому тілу. Згідно з другим законом термодинаміки такі процеси не відбуваються самочинно і для їх проходження потрібно витрачати зовнішню енергію (механічну або теплову). Установки, в яких енергія для отримання холоду витрачається в вигляді механічної роботи на привід компресора, називається *компресорними*, а установки, в яких енергія витрачається в вигляді теплоти на термохімічну компресію, - *адсорбційними*.

Холодильні установки і теплові насоси працюють за зворотними циклами (проти годинникової стрілки), які здійснюються в машині холодоагентом.

Цикл повітряної компресорної холодильної установки



В промисловості холод вперше був отриманий за допомогою повітряних компресорних холодильних установок, рис. 8.28.

Рис. 8.28. Схема повітряної компресорної холодильної установки і цикл її роботи.

Повітря, яке є холодоагентом, після холодильної камери (рефрижератора) P направляється в турбокомпресор TK , де за рахунок витрати питомої роботи l_1 адіабатно стискається до тиску p_2 з



підвищенням температури від T_1 до T_2 . Стиснуте в турбокомпресорі повітря потім потрапляє в теплообмінник TO , де його температура понижується до T_3 в ізобарному процесі 2-3, рис 8.28б, за рахунок віддавання питомої теплоти q_1 оточуючому середовищу (проточній воді).

Охолоджене повітря направляється в розширювальну машину (турбодетандер) TT , адіабатно розширюється (процес 3-4) в неї з віддаванням питомої роботи l_2 турбокомпресору. Тому питома робота, яка витрачається в циклі, $l_o = l_1 - l_2$. Адіабатне розширення повітря супроводжується пониженням його температури від T_3 до T_4 . Охолоджене таким чином повітря проходить через рефрижератор P , в якому холодильна установка підтримує необхідну низьку температуру. Тут відбувається відбирання теплоти від охолоджуваного середовища і за рахунок цього нагрівання повітря від T_4 до T_1 при $p = const$ (процес 4-1). Далі повітря направляється в турбокомпресор і цикл повторюється.

Таким чином, в результаті здійснення циклу питома теплота q_2 передається з більш низького температурного рівня T_1 на більш високий T_3 .

Вважаючи повітря ідеальним газом зі сталою теплоємністю c_p , вираз для холодильного коефіцієнта циклу (6.3б) запишеться у вигляді

$$\varepsilon = q_2 / l_o = q_2 / (q_1 - q_2) = \frac{c_p (T_1 - T_4)}{c_p (T_2 - T_3) - c_p (T_1 - T_4)} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \quad (8.18)$$

Із-за малої теплоємності повітря такі установки відрізняються малою продуктивністю і потребують великих об'ємів повітря, тобто громіздкого обладнання.

Цикл парової компресорної холодильної установки

В якості холодоагентів в цих установках використовують пару рідин, температура кипіння яких при атмосферному тиску нижче 0°C : аміак, фреон-12, фреон-13.

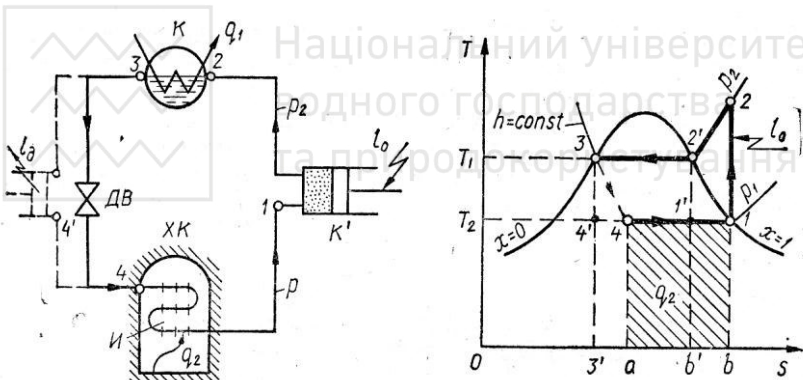
Схема парової компресорної холодильної установки і цикл її роботи наведені на рис. 8.29.

Волога насичена пара холодоагенту всмоктується компресором K' і адіабатно стискається (процес 1-2) з витратою питомої зовнішньої роботи l_k . Після компресора стиснена пара потрапляє в конденсатор K , де при постійному тиску і температурі за рахунок від-

воду охолоджуючим середовищем (водою, повітрям) від пари питомої теплоти q_1 здійснюється повна конденсація пари (процес 2-3).

Для зниження температури холодоагенту можливо застосувати розширювальну машину (детандер) і здійснити в ній адіабатне розширення 3-4' (з виконанням питомої зовнішньої роботи l_o за рахунок витрати внутрішньої енергії). Парорідинна суміш, яка утворилася (волога пара), з низькою температурою t_2 поступає по трубах в випарник $И$, що встановлений в холодильній камері $ХК$, де знаходяться охолоджувані речі, і відбирає у них питому теплоту q_2 . За рахунок цієї теплоти відбувається подальше випаровування рідкої фази холодоагенту при постійних температурі і тиску (процес 4'-1) і пара, що утворюється, знову засмоктується компресором $К'$.

Ефективність циклу парової компресорної установки характе-



ризується холодильним коефіцієнтом (6.5)

Рис. 8.29. Схема парової компресорної холодильної установки (а) і цикл її роботи (б)

$$\varepsilon = q_2 / l_o = q_2 / (q_1 - q_2), \quad (8.18a)$$

де q_2 - питома кількість теплоти, яка віднята холодоагентом від охолоджуючого середовища і характеризується площею $41ba4$, причому для ізобарного процесу $q_2 = h_1 - h_4$; q_1 - питома кількість теплоти, яка передана в конденсатор від охолоджувального середовища при постійному тиску, причому $q_1 = \text{пл.}233'b2 = h_2 - h_3$. Тоді з урахуванням того, що при дроселюванні $h_4 = h_3$, вираз для холодильного коефіцієнта приймає вигляд



$$\varepsilon = \frac{h_1 - h_4}{(h_2 - h_3) - (h_1 - h_4)} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}. \quad (8.19)$$

Розрахунки показують, що при $t_1 = -10^\circ\text{C}$ і $t_2 = 30^\circ\text{C}$ холодильний коефіцієнт для аміаку $\varepsilon = 4,85$; для фреону-12 $\varepsilon = 4,72$; для вуглекислоти $\varepsilon = 2,56$.

Цикл парової ежекторної холодильної установки.

В паровій ежекторній установці, рис. 8.30, замість поршневого компресора використовується ежектор 1, який працює на парі холодоагенту.

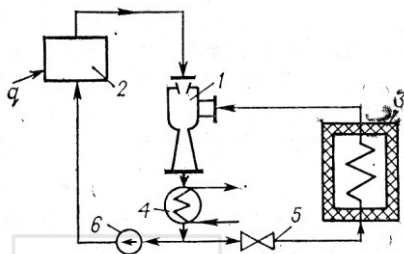


Рис. 8.30. Схема парової ежекторної установки

Для отримання пари застосовується спеціальний котел 2. Пара холодильного агента з випарника 3 потрапляє в ежектор. Суміш робочої і ежекторної пари при заданому тиску попадає в конденсатор 4, віддаючи теплоту конденсації охолоджуючій воді. Конденсат холодильного агента розділяється на два потоки: один дрослюється за допомогою вентилі 5 і поступає у випарник, де від відбирає теплоту q_2 від охолоджуваного приміщення, другий насосом 6 подається в котел.

Таким чином, компенсація процесу перенесення теплоти від холодного тіла до гарячого в паровій ежекторній установці відбувається не за рахунок витрати електроенергії на привід компресора, а за рахунок теплоти, яка витрачається в котлі. Із-за меншої вартості теплоти в порівнянні з електроенергією виробництво холоду обходиться дешевше. Відсутність дорогого компресора в таких установках є важливою перевагою. Проте, необоротний характер втрат енергії в ежекторі обумовлює більш низьку термодинамічну довершеність, що є недоліком установок.

Ефективність роботи парових ежекторних установок оцінюють коефіцієнтом використання теплоти

$$\xi = q_2/q_1, \quad (8.20)$$

де q_1 – теплота, яка підводиться до робочої пари в котлі на 1 кг холодильного агента; q_2 – теплота, яка віднімається 1 кг холодильного агента в охолоджувальній камері. Величина $\xi = 0,7 \dots 0,8$.

Цикл абсорбційної холодильної установки

В абсорбційних холодильних установках циркуляція холодоагенту здійснюється в результаті процесу абсорбції (поглинання парів холодоагенту рідким розчинником – абсорбентом). В зв'язку з цим у них у відміну від компресорних холодильних установок круговий процес забезпечується не одною робочою речовиною, а бінарною сумішшю речовин (розчином), які мають значну різницю в температурах кипіння при однаковому тиску. Найчастіше застосовуються водоаміачні абсорбційні установки. При температурі $t = 0^\circ\text{C}$ в одному об'ємі води поглинається до 1150 об'ємів аміаку. Крім водного розчину аміаку використовують розчини бромистого літію і хлористого калію.

Найпростіша схема абсорбційної холодильної установки показана на рис. 8.31.

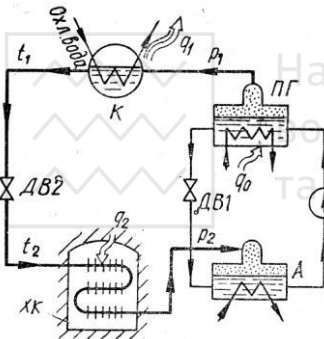


Рис. 8.31. Найпростіша схема абсорбційної холодильної установки.

В парогенераторі ПГ, який вміщує концентрований водоаміачний розчин, за рахунок зовнішньої питомої теплоти q_0 виникає випаровування з розчину аміаку (низькокиплячий компонент) при постійному тиску p_1 . Отримана пара аміаку направляєється в конденсатор К, де він, віддаючи питому теплоту q_1 охолоджуючий воді, конденсується при $p_1 = \text{const}$. Конденсат аміаку, проходячи через дросельний вентиль ДВ2, понижує тиск від p_1 до p_2 і температуру від t_1 до t_2 . Суміш рідини і пари, яка утворилася при дроселюванні, направляєється у випарник холодильної камери ХК. Відбираючи тепло від охолоджуваного середовища, аміак в випарнику продовжує випаровуватися при тиску $p_2 = \text{const}$ і незмінній температурі. Далі пара аміаку відводиться в адсорбер А, де поглинається (абсорбується) слабким розчином з підвищенням температури (екзотермічна реакція). Щоб не зменшувалася поглинальна здатність розчину, теплота абсорбції відводиться охолоджуючою водою і постійно додається чистий абсорбент через дросельний вентиль ДВ1 парогенератора ПГ.



Отриманий кріпкий аміачний розчин перекачується насосом H в парогенератор $ПГ$, і цикл повторюється спочатку.

Витрата енергії в абсорбційній установці відбувається в вигляді питомої теплоти q_o , тому її ефективність характеризується коефіцієнтом використання теплоти ξ , який дорівнює відношенню питомої кількості теплоти q_2 , що була віднята від охолоджуваного об'єкту холодопродуктивності, до витраченої на це питомої теплоти q_o :

$$\xi = q_2 / q_o = 0,2 \dots 0,8. \quad (8.21)$$

Незважаючи на порівняльно низьку термодинамічну ефективність абсорбційних холодильних установок вони отримали широке розповсюдження із- за простої конструкції і малої вартості. Крім того, ці установки дозволяють використовувати (утилізувати) відпрацьовану низькопотенційну теплоту (вторинні енергоресурси).

Цикл теплового насоса

Тепловими насосами називаються установки, призначені для підвищення потенціалу низькотемпературної теплоти за рахунок витрати електроенергії або іншої високопотенційної енергії. Вони застосовуються для нагрівання об'єкту, наприклад для опалювання приміщень. Як і холодильна установка, тепловий насос, рис 8.32, працює за зворотним циклом, тобто за рахунок витрати питомої роботи l_o в компресорі K (або теплоти іншого потенціалу), який відбирає питому теплоту q_2 з джерела низької температури II і надає питому теплоту q_1 джерелу високої температури (теплоприймачу) III , причому $q_1 = q_2 + l_o$.

Джерелом теплоти низької температури для теплового насоса служить оточуюче середовище, наприклад холодна вода водойм. Температура нижніх шарів води в річці навіть в найсильніші морози становлять декілька градусів. Ця вода омиває випарник II і випаровує в ньому холодоагент. Теплоприймач (будь-який споживач теплоти, наприклад опалювальна система) теплового насоса, крім питомої «безкоштовної» теплоти q_2 , від оточуючого середовища отримують теплоту, яка еквівалентна роботі, що витрачена компресором.

Циклами теплових насосів є цикли холодильних машин, які працюють в іншому інтервалі температур. Ефективність циклу теплового насоса, який споживає для перенесення теплоти роботу,

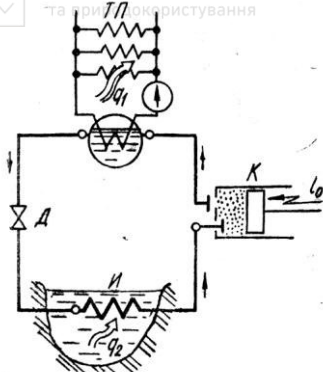


Рис 8.32. Схема теплового насоса

характеризується коефіцієнтом перетворення теплоти, або опалювальним коефіцієнтом

$\psi = q_1/l_o = (q_2 + l_o)/l_o = \varepsilon + 1$, (8.22)
де q_1 – питома кількість теплоти, яка надається джерелу високої температури (споживачу теплоти); l_o – витрачена в циклі питома робота.

З виразу (8.22) випливає, що при холодильному коефіцієнті $\varepsilon = 3 \dots 4$ споживач отримує в три – чотири рази більше питомої теплоти, яка зайнята у оточуючого середовища, ніж при звичайному електрообігріванні і тієї ж питомій витраті електроенергії l_o . В тих випадках, коли джерелом низькопотенційної теплоти є охолоджуюча вода промислових печей і побутові стічні води, ефективність теплового насоса також підвищується.

Приклади розв'язання задач

Задача 8.1.

Для ідеального циклу газової турбіни з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ (див. рис. 8.2) визначити параметри в характерних точках, корисну роботу, термічний ККД, кількість підведеної і відведеної теплоти, якщо дано: $p_1 = 100$ кПа; $t_1 = 27^\circ\text{C}$; $t_3 = 700^\circ\text{C}$; $\lambda = p_2/p_1 = 10$; $k = 1,4$. Робоче тіло – повітря. Теплоємність прийняти сталою.

Дано:

$p_1 = 100$ кПа;
 $t_1 = 27^\circ\text{C}$; $T_1 = 300\text{K}$;
 $t_3 = 700^\circ\text{C}$; $T_3 = 973\text{K}$;
 $\lambda = 10$; $k = 1,4$.
 $l_o = ?$; $\eta_t = ?$.
 $q_1 = ?$; $q_2 = ?$

Точка 2.

Температура в кінці адіабатного стискання визначиться з такого співвідношення

Розв'язання

Розрахунок ведемо для 1 кг повітря.

Точка 1.

Питомий об'єм визначаємо з рівняння стану

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 300}{100 \cdot 10^3} = 0,861 \text{ м}^3/\text{кг}.$$



$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}; T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \lambda^{\frac{k-1}{k}}.$$

$$T_2 = 300 \cdot 10^{0,4/1,4} = 579 \text{ К}; \quad t_2 = 306 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Тиск в кінці адіабатного стискання $p_2 = p_1 \lambda = 100 \cdot 10 = 1000 \text{ кПа}$.

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{287 \cdot 579}{1 \cdot 10^6} = 0,166 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 3.

$$T_3 = 973 \text{ К}; p_3 = p_2 = p_1 \lambda = 1000 \text{ кПа}; v_3 = v_2(T_3/T_2);$$

$$v_3 = 0,166(973/579) = 0,279 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4.

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}; \text{ звідси } T_4 = \frac{T_1 T_3}{T_2} = \frac{300 \cdot 973}{579} = 504 \text{ К}; t_4 = 231 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

$$p_4 = p_1 = 0,1 \text{ МПа}; \quad v_4/v_1 = T_4/T_1;$$

$$v_4 = v_1(T_4/T_1) = 0,861(504/300) = 1,45 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Кількість підведеної теплоти

$$q_1 = q_{2-3} = c_p(T_3 - T_2) = \frac{29,31}{29}(973 - 579) = 399 \text{ кДж/кг};$$

Кількість відведеної теплоти

$$q_2 = q_{4-1} = c_p(T_4 - T_1) = \frac{29,31}{29}(504 - 300) = 202 \text{ кДж/кг};$$

$$\text{Робота циклу } l_o = q_1 - q_2 = 399 - 202 = 197 \text{ кДж/кг}.$$

Термічний ККД циклу за формулою

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - 202/399 = 0,494.$$

Відповідь: $l_o = 197 \text{ кДж/кг}$; $\eta_t = 0,494$; $q_1 = 399 \text{ кДж/кг}$;

$q_2 = 202 \text{ кДж/кг}$.

Задача 8.2.

Визначити термічний ККД основного циклу паросилової установки (циклу Ренкіна), а також питому і годинну витрату пари, якщо парова турбіна потужністю $N = 50 \text{ тис.кВт}$ працює при наступних початкових параметрах пари: $p_1 = 9 \text{ МПа}$, $t_1 = 500^{\circ}\text{C}$, а тиск в конденсаторі $p_2 = 0,004 \text{ МПа}$.

Дано:

$$N = 50 \text{ тис.кВт}$$

$$p_1 = 9 \text{ МПа};$$

$$t_1 = 535^{\circ}\text{C}; T_1 = 808 \text{ К};$$

$$p_2 = 0,004 \text{ МПа};$$

$$\eta_{\text{т Ренкіна}} = ?.$$

Розв'язання

1. Згідно h - s діаграми при початкових параметрах пари p_1 і t_1 питома ентальпія $h_1 = 3475 \text{ кДж/кг}$; в кінці адіабатного розширення пари до тиску $p_2 = 0,004 \text{ МПа}$ питома ентальпія $h_2 = 2200 \text{ кДж/кг}$; За таблицею 7 додатка для наси-



$d_o = ?; D_o = ?$ | ченої пари при $p_2 = 0,004$ МПа знаходимо
 $h_2' = 121,33$ кДж/кг.

2. Термічний ККД циклу за формулою (8.12)

$$\eta_{\text{Ренкіна}} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} = \frac{3475 - 2200}{3475 - 121,33} = 0,38.$$

3. Питома витрата пари за залежністю (8.13)

$$d_o = D_o / N_e = 3600 / (h_1 - h_2) = 3600 / (3475 - 2200) = 2,823 \text{ кг}/(\text{кВт} \cdot \text{год}).$$

4. Годинна витрата пари

$$D_o = d_o N = 2,823 \cdot 50 = 141,2 \text{ т/год}$$

Відповідь: $\eta_{\text{Ренкіна}} = 0,38$; $d_o = 2,823$ кг/(кВт·год); $D_o = 141,2$ т/год.

Задача 8.3.

Фреонова холодильна установка холодильною потужністю $Q_o = 120$ кВт працює при температурі випаровування $t_1 = -15^\circ\text{C}$ і температурі конденсації перед регулюючим вентилем $t_4 = 25^\circ\text{C}$. Визначити масову витрату циркулюючого фреону-12, холодильний коефіцієнт і теоретичну потужність компресора установки, якщо ентальпія пари фреону-12 на виході з компресора $h_2 = 610$ кДж/кг. Пара з випарника виходить сухою насиченою.

Дано:

$$Q_o = 120 \text{ кВт};$$

$$t_1 = -15^\circ\text{C};$$

$$t_4 = 25^\circ\text{C};$$

$$h_2 = 610 \text{ кДж/кг}$$

$$G_x = ?; \varepsilon = ?;$$

$$N_t = ?.$$

Розв'язання

1. Згідно [12, таблиця 4 додатка] знаходимо ентальпію пари фреону-12, який поступає з випарника в компресор, $h_1 = 566,39$ кДж/кг і ентальпію фреону -12, який поступає в випарник, $h_4 = 442,81$ кДж/кг.

2. Питому кількість теплоти, яка відводиться

1 кг фреону-12, визначаємо за формулою

$$q_2 = h_1 - h_4 = 566,39 - 442,81 = 123,58 \text{ кДж/кг}.$$

3. Масова витрата циркулюючого фреону-12

$$G_x = Q_o / q_2 = 120 / 123,58 = 0,971 \text{ кг/с}.$$

4. Теоретичну питому роботу компресора, яка витрачається на стиснення 1 кг фреону-12

$$l_o = h_2 - h_1 = 610 - 566,39 = 43,61 \text{ кДж/кг}$$

5. Холодильний коефіцієнт за формулою (8.19)

$$\varepsilon = q_2 / l_o = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = 123,58 / 43,61 = 2,83.$$

6. Теоретична потужність компресора холодильної установки

$$N_t = G_x l_o = 0,971 \cdot 43,61 = 42,35 \text{ кВт}.$$

Відповідь: $G_x = 0,971$ кг/с; $\varepsilon = 2,83$; $N_t = 42,35$ кВт.



Контрольні питання

1. Що називається газовою турбіною?
2. У чому полягають переваги і недоліки газових турбін?
3. Яка існує класифікація газотурбінних установок (ГТУ)?
4. Яка конструкція і принцип дії ГТУ зі згорянням палива при постійному тиску?
5. Як проходить круговий цикл і чому дорівнює ККД ГТУ зі згорянням палива при постійному тиску?
6. Принцип дії ГТУ з закритою камерою згоряння?
7. За рахунок чого підвищується ефективність одновальних ГТУ з регенерацією?
8. Що називається ступенем регенерації ГТУ.
9. За рахунок чого підвищується ККД ГТУ зі ступінчастим стисканням повітря в компресорах?
10. Будова і принцип дії парової турбіни.
11. Яка конструкція багатоступінчастої парової турбіни?
12. В чому полягає основний цикл паросилових установок (цикл Ренкіна)?
13. Як визначається термодинамічний ККД циклу Ренкіна?
14. Які існують способи підвищення теплової ефективності паросилових установок?
15. В чому особливості кругових циклів парових турбін атомних електростанцій?
16. Які теплові машини називають холодильними установками?
17. Що називається тепловим насосом?
18. Які властивості повинні мати речовини, що використовуються в якості холодоагентів?
19. Які існують типи холодильних установок?
20. Як проходять зворотні кругові цикли холодильних установок?
21. Як визначається холодильний коефіцієнт?
22. Як визначається коефіцієнт використання теплоти абсорбційної установки?
23. Як визначається коефіцієнт перетворення теплоти теплового насоса ?



9. ЕЛЕМЕНТИ ХІМІЧНОЇ ТЕРМОДИНАМІКИ

9.1. Загальні поняття та визначення

Хімічними процесами називають процеси, в результаті яких утворюються нові речовини, які відрізняються за своїми фізичними і хімічними властивостями від вихідних речовин.

Прикладання законів термодинаміки та методів її дослідження до хімічних процесів зміни речовин розглядаються з метою встановлення:

- 1) енергетичного балансу хімічних реакцій;
- 2) можливого напрямку розвитку хімічних реакцій;
- 3) умов рівноваги хімічних систем.

Ці питання мають безпосереднє відношення до вивчення хімічних реакцій горіння, фазових перетворень речовин, умов протікання хімічних процесів.

Хімічні з'єднання є *стехіометричними*, якщо характеризуються постійністю молекулярного складу незалежно від способу їх отримання і умов існування. Наприклад, сірчана кислота має хімічну формулу H_2SO_4 , яка показує, що в цьому з'єднанні кількість атомів водня, сірки і кисню завжди знаходяться в співвідношенні 2:1:4; у води (H_2O) кількість атомів водню завжди більше, ніж кисню і ін.

Одиниця стехіометричної кількості речовини називається *молем*. В цій кількості вміщується чітко визначене число молекул даної речовини, яке дорівнює $6,022045 \cdot 10^{23}$ (число Авогадро).

Хімічні реакції класифікують за різними фізичними і хімічними особливостями. Реакції, які проходять з виділенням теплоти, називають *екзотермічними*, з поглинанням теплоти – *ендотермічними*. Реакції, які проходять при постійному тиску або об'ємі при однаковій температурі речовин до і після реакції, називаються відповідно *ізобарно-ізотермічними* і *ізохорно-ізотермічними*. В цьому розумінні хімічна ізобарно-ізотермічна реакція аналогічна процесу фазового переходу, наприклад процесу випаровування, який проходить при постійних тиску і температурі.

До ізохорних відносяться усі реакції, які відбуваються між твердими і рідкими речовинами, а також реакції, які проходять з газами в посудинах постійного об'єму. Якщо при реакції з однієї



молекули якої-небудь речовини утворюється декілька молекул інших речовин, то такі реакції називаються мономолекулярними, або реакціями *дисоціації*. Бімолекулярними, або реакціями другого порядку, називають реакції, при яких дві молекули різних речовин перетворюються в одну або декілька молекул інших речовин.

Зміну числа молей речовини Δn при хімічній реакції поділяють на три групи:

- 1) $n_2 - n_1 = \Delta n > 0$, тобто $n_2 > n_1$, наприклад $2C + O_2 = 2CO$;
- 2) $n_2 - n_1 = \Delta n < 0$, тобто $n_2 < n_1$, наприклад $2CO + O_2 = 2CO_2$;
- 3) $n_2 - n_1 = \Delta n = 0$, тобто $n_2 = n_1$, наприклад $C + O_2 = CO_2$,

де n_1 і n_2 – число молей речовини до і після реакції, причому при визначенні n звичайно не приймається до уваги конденсовані речовини (тверді і рідкі).

9.2. Перший закон термодинаміки в застосуванні до хімічних реакцій

Розділ хімічної термодинаміки, в якому розглядається застосування першого закону термодинаміки до хімічних процесів, називається *термохімією*. Оскільки хімічні перетворення прийнято розглядати при умовах постійності температури і об'єму в системі ($T, V = \text{const}$) або при умовах постійності температури і тиску ($T, p = \text{const}$), то теплота реакції стосовно цих перетворень позначається $Q_{V,T}$ або $Q_{p,T}$ кДж/кмоль, часто при цьому індекс T опускають.

В термохімії для теплоти приймають протилежне правило знаків в порівнянні з технічною термодинамікою: теплота, яка відведена від системи, розглядається як позитивна, а підведена – як від'ємна. Під роботою хімічної реакції A , кДж/кмоль, розуміють сумарну величину усіх видів роботи, які здійснюються в реакції: роботи розширення, роботи проти магнітних, поверхневих, електричних, світлових і інших сил. При цьому робота, яка вимірюється

$\int_{V_1}^{V_2} p dV$, називається мінімальною, або механічною, роботою.

Різниця $A - A_{\min}$ називається немеханічною роботою. Правило знаків для роботи залишається попереднім, тобто роботу рахують позитивною, якщо її здійснює система над оточуючим середовищем, і від'ємною, якщо її здійснює зовнішнє середовище над розглядуваною системою тіл.



Оскільки виділення теплоти в реакції і створення роботи відбувається за рахунок зменшення внутрішньої енергії системи, то, згідно першого закону термодинаміки,

$$Q + A = -\Delta U = U_1 - U_2. \quad (9.1)$$

Це рівняння є аналітичним виразом першого закону термодинаміки для хімічних реакцій. Величина $U_1 - U_2$ називається *тепловим ефектом* хімічної реакції, який складається з теплоти реакції і зовнішньої роботи. Часто тепловий ефект називають за типом реакції, якій він відповідає: наприклад, тепловий ефект дисоціації, згоряння і ін.

Якщо під мінімальною роботою розуміти роботу, яка пов'язана зі зміною об'єму речовини, то при незмінному тепловому ефекті теплота цих реакцій буде мати максимальне значення. Позначив $Q_{\max}$ для ізохорно-ізотермічних реакцій через Q_V , а для ізобарно-ізотермічних – через Q_p , отримаємо

$$U_1 - U_2 = Q_{\max} + A_{\min}$$

Враховуючи, що $A_{\min} = \int_{V_1}^{V_2} p dV$, то при $V = \text{const}$ $A_{\min} = 0$,

при $p = \text{const}$ $A_{\min} = p(V_2 - V_1)$. Тоді

$$Q_V = U_1 - U_2; \quad (9.2)$$

$$Q_p = U_1 - U_2 - p(V_2 - V_1) = (U_1 + pV_1) - (U_2 + pV_2) = H_1 - H_2. \quad (9.3)$$

Таким чином, теплота ізохорних реакцій дорівнює зменшенню внутрішньої енергії системи або тепловому ефекту системи, теплота ізобарних реакцій дорівнює зменшенню ентальпії системи.

Співвідношення між Q_V і Q_p встановлюється в наступній формі. Для ізобарних реакцій за рівнянням (9.1)

$$U_1 - U_2 = Q_p + p(V_2 - V_1), \text{ але } U_1 - U_2 = Q_V,$$

Тоді $Q_V = Q_p + pV_2 - pV_1$.

Для газоподібних складових реакцій $p\mu V = R_\mu T$, але об'єм моля μV дорівнює відношенню об'єму V до кількості молей n , тобто $\mu V = V/n$ і $pV/n = R_\mu T$, або $pV = R_\mu nT$, де R_μ – універсальна газова стала, яка дорівнює 8314 Дж/(кмоль·К). Отже:

$$Q_V = Q_p + R_\mu(n_2 - n_1)T; \text{ або } Q_V = Q_p + R_\mu \Delta nT. \quad (9.4)$$

Перевага рівняння в тому, що воно дозволяє визначати Q_p для багатьох реакцій горіння, для яких відома теплота реакції Q_V .

Закон Гесса. Закон, який встановлений в 1840 р. російським вченим Г.Г.Гессом, формулюється так: тепловий ефект реакції, яка

складається з декількох проміжних стадій, не залежить від цих проміжних стадій і їх послідовності, а повністю визначається початковим і кінцевим станами системи. Рівняння (9.2) і (9.3), які показують, що теплоти реакцій Q_v і Q_p залежать лише від зміни параметрів стану, є математичним виразом закону Гесса.

З цього закону випливає ряд наслідків:

1) теплота від розкладання речовини дорівнює і протилежна за знаком теплоті утворення цієї речовини;

2) при переході хімічної системи з початкового стану А в кінцевий стан В двома різними шляхами сума теплоти хімічних реакцій в обох випадках буде однаковою. Це дозволяє підрахувати теплоту реакції, яку практично здійснити утруднено.

3) теплота хімічної реакції може бути підрахована як різниця між сумою теплоти утворення отриманих речовин і сумою теплоти утворення початкових речовин.

4) якщо можливі дві реакції, в результаті яких із різних початкових станів отримується однаковий кінцевий стан, то різниця між теплою цих реакцій дорівнює теплоті реакції переходу з одного початкового стану в інший.

5) якщо можливі дві реакції, в результаті яких з одного початкового стану отримуються різні кінцеві стани, то різниця між теплою цих реакцій являє собою теплоту реакції переходу з одного кінцевого стану в другий.

Залежність теплоти реакції від температур

В ізохорних реакціях $U_1 - U_2 = Q_v$. Оскільки Q не є функцією стану, то доцільно виразити її через теплоємність так $dQ = CdT$, тоді рівняння першого закону термодинаміки приймає вигляд

$$dQ = dU + pdV \quad \text{або} \quad CdT = dU + pdV$$

$$\text{При } V = \text{const} \quad pdV = 0; \quad dQ_v = dU_v \quad \text{і} \quad C_v dT_v = dU_v, \quad \text{або}$$

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v. \quad (9.5)$$

$$\text{тоді} \quad \left(\frac{\partial U_1}{\partial T} \right)_v = C_{v1} \quad \text{і} \quad \left(\frac{\partial U_2}{\partial T} \right)_v = C_{v2} \quad \text{або} \quad \left(\frac{\partial (U_1 - U_2)}{\partial T} \right)_v = C_{v1} - C_{v2}$$

$$\text{і} \quad \left(\frac{\partial Q_v}{\partial T} \right)_v = C_{v1} - C_{v2}, \quad (9.6)$$



де C_{v1} , C_{v2} – сумарні теплоємності при постійному об’ємі вихідних і отриманих речовин.

Аналогічно в ізобарних процесах $H_1 - H_2 = Q_p$. При $p = \text{const}$

$dQ_p = C_p dT_p$ і рівняння $dQ = dH - Vdp$ набуває вигляду

$$C_p dT_p = dH_p \quad \text{і} \quad C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p. \quad (9.7)$$

Тоді
$$\left(\frac{\partial(H_1 - H_2)}{\partial T} \right)_p = C_{p1} - C_{p2} \quad \text{або} \quad \left(\frac{\partial Q_p}{\partial T} \right)_p = C_{p1} - C_{p2}, \quad (9.8)$$

де C_{p1} , C_{p2} – сумарні теплоємності при постійному тиску вихідних і отриманих речовин.

В узагальненому вигляді рівняння (9.6) і (9.8) можливо представити в такому вигляді

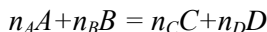
$$\frac{dQ}{dT} = C_1 - C_2. \quad (9.9)$$

Це рівняння виражає закон Кирхгофа (1858 р.), згідно якого залежність теплоти хімічної реакції від температури визначається різницею теплоємностей вихідних і отриманих продуктів реакції. Відношення dQ/dT називається *температурним коефіцієнтом теплоти реакції*.

Згідно (9.9) отримаємо $dQ = (C_1 - C_2)dT$, а після інтегрування

$$Q = \int (C_1 - C_2)dT + \text{const.}$$

Для хімічної реакції, що записана в загальному вигляді,



маємо у суміші, яка складається з n_A молей газу A і n_B молей газу B , сумарну теплоємність C_1 ; у суміші, яка складається з n_C молей газу C і n_D молей газу D , - сумарну теплоємність C_2 .

Нехай істинні мольні теплоємності газів A , B , C , D визначаються рівняннями:

$$\begin{aligned} C_A &= a_A + b_A T + d_A T^2; & C_C &= a_C + b_C T + d_C T^2; \\ C_B &= a_B + b_B T + d_B T^2; & C_D &= a_D + b_D T + d_D T^2. \end{aligned}$$

Тоді

$$dQ = (C_1 - C_2)dT = [(n_A C_A + n_B C_B) - (n_C C_C + n_D C_D)]dT.$$

Підставляючи значення теплоємності газів і групуючи складові з множниками a , b , d , отримаємо:

$$dQ = [(n_A a_A + n_B a_B - n_C a_C - n_D a_D) + (n_A b_A + n_B b_B - n_C b_C - n_D b_D)T +$$



$$+(n_A d_A + n_B d_B - n_C d_C - n_D d_D) T^2] dT.$$

Або

$$dQ = \Sigma(na)dT + \Sigma(nb)TdT + \Sigma(nd)T^2 dT \quad \text{і після інтегрування}$$

$$Q = \Sigma(na)T + \frac{1}{2} \Sigma(nb)T^2 + \frac{1}{3} \Sigma(nd)T^3 + \text{const.} \quad \text{Позначаючи}$$

$$\Sigma(na) = \alpha; \quad \frac{1}{2} \Sigma(nb) = \beta; \quad \frac{1}{3} \Sigma(nd) = \gamma; \quad (9.10)$$

отримаємо $Q = \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3 + \text{const.}$ Припускаючи, що $T = 0 \text{ K}$, отримаємо $\text{const} = Q_o$ і рівняння $Q = f(T)$ приймає вигляд

$$Q = Q_o + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3, \quad (9.11)$$

де Q_o – теплота реакції при $T = 0 \text{ K}$; вона може бути підрахована в тому випадку, якщо при температурі T_1 буде відома теплота реакції Q_1 , тоді $Q_o = Q_1 - \alpha T_1 - \beta T_1^2 - \gamma T_1^3$.

При будь-якій заданій температурі T_2 теплота реакції Q_2 визначається виразом

$$Q_2 = Q_1 + \alpha(T_2 - T_1) + \beta(T_2^2 - T_1^2) + \gamma(T_2^3 - T_1^3). \quad (9.12)$$

Ця формула зручна тим, що до неї не входить константа інтегрування Q_o .

9.3. Другий закон термодинаміки в застосуванні до хімічних реакцій

Другий закон термодинаміки дозволяє знайти умови для хімічної рівноваги і виразити їх через величини, які визначають стан системи, з'ясувати вплив на них температури і тиску. Аналітичний вигляд другого закону термодинаміки має вигляд $ds \geq dQ/T$, тобто ентропія системи при протіканні в ній самопливних необоротних процесів зростає і залишається незмінною при протіканні в ній оборотних процесів, але ні при яких умовах ентропія системи не може зменшуватися. Для хімічних систем за критерій необоротності процесів і рівноваги крім ентропії приймають ізохорний і ізобарний термодинамічні потенціали.

$$ds \geq \frac{dQ}{T} = \frac{dU + pdV}{T} \quad \text{або} \quad dU + pdV - Tds \leq 0.$$

Віднімаючи і додаючи до лівої частини отриманого виразу sdT , отримаємо

$$dU + pdV - Tds - sdT + sdT \leq 0;$$



$$\begin{aligned}dU + pdV - d(Ts) + sdT &\leq 0; \\d(U - Ts) + pdV + sdT &\leq 0;\end{aligned}$$

де

$$U - Ts = F \quad (9.13)$$

Величина F називається *ізохорним термодинамічним потенціалом*, або енергією Гельмгольца. За рівнянням (9.13) F – функція стану, кДж/кмоль.

Для ізохорно-ізотермічних процесів $dV = 0$, $dT = 0$, і тоді $dF \leq 0$, тобто при протіканні в ізольованій системі оборотних ізохорно-ізотермічних процесів величина F не змінюється, а при протіканні в цій системі необоротних ізохорно-ізотермічних процесів ізохорний термодинамічний потенціал зменшується, але ні при яких обставинах він не може зростати, і мінімальне значення F буде критерієм рівноважності ізохорно-ізотермічної системи.

Якщо до лівої частини рівняння другого закону термодинаміки $dU + pdV - Tds \leq 0$ додати і відняти вираз $Vdp - sdT$, отримаємо:

$$dU + pdV + Vdp - Tds - sdT - Vdp + sdT \leq 0,$$

або

$$dU + d(pV) - d(Ts) - Vdp + sdT \leq 0;$$

$$d(U + pV - Ts) - Vdp + sdT \leq 0;$$

$$d(H - Ts) - Vdp + sdT \leq 0;$$

де

$$H - Ts = Z. \quad (9.14)$$

Величина Z називається *ізобарним термодинамічним потенціалом*, або енергією Гіббса. За рівнянням (9.14) Z – функція стану, кДж/кмоль.

Для ізобарно-ізотермічних процесів $dp = 0$, $dT = 0$ і $dZ \leq 0$, тобто при протіканні в ізольованій системі оборотних ізобарно-ізотермічних процесів Z не змінюється, а при протіканні в цій же системі необоротних ізобарно-ізотермічних процесів Z зменшується, але ні при яких умовах Z не може зростати, і мінімальне його значення буде критерієм рівноважності ізобарно-ізотермічної хімічної системи.

Максимальна робота хімічних реакцій. Використовуючи рівняння (9.13) і (9.14) для F і Z , отримаємо вирази для максимальної роботи в ізохорно-ізотермічних і ізобарно-ізотермічних хімічних реакціях.



Позначимо: A_v – максимальна робота в ізохорно-ізотермічній реакції; A_p – максимальна робота в ізобарно-ізотермічній реакції (сума робіт проти молекулярної і внутрішньомолекулярної взаємодії без врахування $A_{min} = \int_{V_1}^{V_2} p dV$). З основного рівняння другого закону термодинаміки маємо

$$dQ = Tds = dU + dA_v.$$

$$dA_v = Tds - dU.$$

При інтегруванні цього рівняння стосовно ізохорно-ізотермічних реакцій ($T, V = const$) отримуємо

$$A_v = T(s_2 - s_1) - (U_2 - U_1) = Ts_2 - Ts_1 - U_2 + U_1,$$

або

$$A_v = (U_1 - Ts_1) - (U_2 - Ts_2) = F_1 - F_2. \quad (9.15)$$

Рівняння (9.15) показує, що в оборотних ізохорно-ізотермічних реакціях максимальна робота здійснюється за рахунок частини повної внутрішньої енергії системи, яка дорівнює $U - Ts$ і називається вільною внутрішньою енергією. Друга частина внутрішньої енергії Ts називається зв'язаною внутрішньою енергією, тому що вона не приймає участі в роботі і позначається G .

Для ізобарно-ізотермічних реакцій максимальна робота A_p без урахування роботи зміни об'єму визначається аналогічно:

$$dQ = Tds = dU + pdV + dA_p,$$

звідки

$$dA_p = Tds - dU - pdV.$$

Якщо $T = const$ і $p = const$, то при інтегруванні отримуємо:

$$dA_p = [U_1 + pV_1 - Ts_1] - [U_2 + pV_2 - Ts_2] = [H_1 - Ts_1] - [H_2 - Ts_2].$$

$$dA_p = Z_1 - Z_2. \quad (9.16)$$

Рівняння (9.16) показує, що в оборотних ізобарно-ізотермічних реакціях максимальна робота без урахування роботи розширення здійснюється за рахунок частини ентальпії системи $H - Ts$, яка у зв'язку з цим називається вільною ентальпією.

Співвідношення між максимальною роботою і максимальною теплотою для розглядуваних хімічних реакцій встановлюється так:

а) для ізохорно-ізотермічних реакцій

$$A_v = Q_v + T \left[\frac{\partial A_v}{\partial T} \right]_v; \quad (9.17)$$

б) для ізобарно-ізотермічних реакцій



$$A_p = Q_p + T \left[\frac{\partial A_p}{\partial T} \right]_p ; \quad (9.18)$$

Рівняння (9.17) і (9.18) називаються рівняннями Гіббса-Гельмгольца. Вони зв'язують максимальну роботу фізико-хімічного процесу з тепловим ефектом його і широко використовуються при вивченні умов рівноваги хімічних систем.

9.4. Рівновага хімічних систем

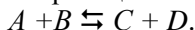
При рівновазі системи виникає такий її стан, який не змінюється з плином часу. Рівновага хімічних систем не є статичною. Зі зменшенням концентрації первинних речовин зменшується швидкість прямої реакції, а зі зростанням концентрації отриманих речовин зростає швидкість зворотної реакції, і в той момент, коли швидкості прямої і зворотної реакції співпадуть, настає хімічна рівновага системи. Це свідчить про те, що рівновага є *динамічною*, тобто в системі продовжують безперервно здійснюватися протилежні хімічні процеси. Під *швидкістю хімічної реакції* w розуміють зміну концентрації речовин в одиницю часу. Концентрація речовини, яка показує кількість молей в одиниці об'єму, позначається літерою C . Для газів, які утворюють механічну суміш, концентрація компонента пропорційна його парціальному тиску. Якщо число молей газу A складає n_A , то

$$p_A V = n_A R_\mu T$$

або

$$\frac{n_A}{V} = \frac{p_A}{R_\mu T} = C_A.$$

Рівняння хімічно оборотних реакцій записується зазвичай так:



Ця форма запису показує, що в системі одночасно проходить не тільки пряма реакція з'єднання речовин A і B , але й зворотна реакція розкладання речовин C і D на первинні речовини A і B . В залежності від зміни зовнішніх умов (p і T) рівновага хімічної реакції може пересуватися в бік початкових або кінцевих речовин.

Стан рівноваги хімічної системи звичайно визначають за допомогою закону діючих мас, який був встановлений руським вченим Н.Н. Бекетовим в 1982 р. і математично оформлений норвежськими вченими Гульдбергом і Вааге в 1864 р. Цей закон стверджує,

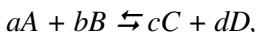


що швидкість хімічної реакції пропорційна добутку концентрацій речовин, що реагують:

$$w_1 = k_1 c_A c_B; \quad w_2 = k_2 c_C c_D,$$

де c_A, c_B, c_C, c_D - концентрація речовин A, B, C, D ; w_1, w_2 - швидкість прямої і зворотної реакцій; k_1, k_2 - коефіцієнти пропорційності, які називаються сталими прямої і зворотної реакцій.

Якщо в реакції приймають участь не один, а декілька молей речовини



де a, b, c, d позначено числа молей реагуючих речовин, а саме n_A, n_B, n_C, n_D ; то вирази для w_1 і w_2 приймають вигляд:

$$w_1 = k_1 c_A^a c_B^b; \quad w_2 = k_2 c_C^c c_D^d,$$

Умовою рівноваги хімічної системи буде рівність

$$w_1 = w_2 \quad \text{або} \quad k_1 c_A^a c_B^b = k_2 c_C^c c_D^d,$$

звідки

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{c_A^a \cdot c_B^b}{c_C^c \cdot c_D^d} = K_C, \quad (9.19)$$

де K_C - носить назву *константи рівноваги хімічної реакції*.

Формула (9.19) показує, що рівновага в розглядуваній системі настає при даних концентраціях реагентів, які відповідають при даних умовах (p і T) цілком визначеному значенню K_C . Оскільки для газів $C = p/R_\mu T$, то сталу рівноваги можна виразити через парціальні тиски компонентів суміші:

$$K_p = \frac{p_A^a \cdot p_B^b}{p_C^c \cdot p_D^d}, \quad \text{а} \quad K_C = \frac{p_A^a \cdot p_B^b}{p_C^c \cdot p_D^d} (R_\mu T)^{(n_2 - n_1)} \quad (9.20)$$

або

$$K_C = K_p (R_\mu T)^{\Delta n}. \quad (9.21)$$

Якщо $\Delta n > 0$, то $K_C > K_p$; при $\Delta n < 0$ $K_C < K_p$ і при $\Delta n = 0$ $K_C = K_p$.

Для гетерогенних реакцій, в яких взаємодіють речовини, що знаходяться в різних фазових станах, зміна концентрації або парціальних тисків має місце тільки для газів. Пара твердих і рідких тіл в результаті їх випаровування або сублімації реагують з газами в насиченому стані і при $T = \text{const}$ зберігають свою постійну концентрацію. Тому вирази для константи рівноваги для гетерогенних реакцій отримують також як і для гомогенних, але тільки без урахування концентрацій або парціальних тисків твердих і рідких речовин. Наприклад, для реакції $C + O_2 \rightleftharpoons CO_2$



$$K_c = \frac{C_{O_2}}{C_{CO_2}} \quad \text{і} \quad K_p = \frac{p_{O_2}}{p_{CO_2}}. \quad (9.22)$$

Дисоціація. Вивчення явища дисоціації, тобто часткового або повного розпаду речовини на складові частини, має велике практичне значення для збереження повноти хімічної реакції і зменшення теплових втрат. Останнє суттєво при дисоціації окремих газів продуктів згоряння. При розгляді впливу процесу дисоціації на рівновагу використовують поняття степеня дисоціації, який позначається α . Під *степенем дисоціації* розуміють долю моля кінцевої речовини, яка розклалася до моменту хімічної рівноваги. Очевидно, що чим більше α , тим глибше проходить зворотна реакція (дисоціація) і менш повною буде пряма реакція (асоціація). Причому початкові речовини при хімічній рівновазі буде мати більші концентрації і більша буде величина K_c , тобто константа рівноваги і степінь дисоціації зв'язані між собою прямою залежністю. Явний вигляд рівняння $K_c = f(\alpha)$ буде залежати від типу реакції, який визначається знаком зміни кількості молей $\Delta n = n_2 - n_1$; тобто буде $\Delta n < 0$; $\Delta n > 0$ або $\Delta n = 0$.

В першому випадку ($\Delta n < 0$) реакція має вигляд
 $2A + B \rightleftharpoons 2D$; $2H_2 + O_2 \rightleftharpoons 2H_2O$; $2CO + O_2 \rightleftharpoons 2CO_2$ і ін.

Якщо степінь дисоціації речовини D буде α , то до моменту хімічної рівноваги суміш буде складатися:

з $2(1-\alpha)$ молей речовини D ;

з 2α молей речовини A ;

з α молей речовини B .

Всього в об'ємі суміші V буде вміщуватися $2-2\alpha+2\alpha+\alpha = 2+\alpha$ молей. Константа рівноваги

$$K_c = \frac{c_A^2 c_B}{c_D^2} = \frac{4\alpha^2}{V^2} \frac{\alpha}{V} \frac{V^2}{4(1-\alpha)^2} = \frac{\alpha^3}{(1-\alpha)^2} \frac{1}{V}. \quad (9.23)$$

Оскільки $K_c = K_p (R_\mu T)^{\Delta n}$, $\Delta n = 2-3 = -1$, то

$$K_p = K_c (R_\mu T) = \frac{\alpha^3}{(1-\alpha)^2} \frac{1}{V} R_\mu T.$$

З рівності $pV = nR_\mu T$ маємо $R_\mu T/V = p/n$, де $n = 2 + \alpha$, тоді

$$K_p = \frac{\alpha^3}{(1-\alpha)^2} \frac{p}{(2+\alpha)}. \quad (9.24)$$

Формули (9.23) і (9.24) дозволяють підрахувати константу рівноваги за найденим степенем дисоціації або вирішити зворотну задачу. Аналіз цих формул показує, що при постійному значенні K ($T = \text{const}$) степінь дисоціації α зростає зі зменшенням об'єму і зростанням тиску. В реакціях, які проходять без зміни кількості молей, наприклад $\text{C} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$, будемо мати

$$K_p = K_c = \frac{C_{\text{O}_2}}{C_{\text{CO}_2}} = \frac{\alpha}{V} \frac{V}{1-\alpha} = \frac{\alpha}{1-\alpha}, \quad (9.25)$$

Тобто степінь дисоціації не залежить від тиску і об'єму, і залежить тільки від температури, причому досить суттєво. Наприклад, для названої реакції $\text{C} + \text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$ при $T = 3000 \text{ K}$ маємо $K_c = 0,00355$. Це свідчить про те, що при хімічній рівновазі доля O_2 (α) є мізерною, горіння вуглецю здійснюється майже до кінця і дисоціація CO_2 на O_2 і C практично відсутня.

Хімічна спорідненість. Під хімічною спорідненістю реагуючих речовин розуміють силу їх прагнення до взаємодії між собою. Чим більше ця спорідненість, тим більша повнота реакції, а отже, і максимальна робота цієї реакції, яка тому і приймається за міру хімічної спорідненості. Оскільки повнота реакції визначає константу рівноваги, то вона в свою чергу також залежить від максимальної роботи реакції. Рівняння, яке встановлює цю залежність, називається *рівнянням ізотерми реакції*. Це рівняння дозволяє визначити можливість і напрям проходження хімічної реакції.

Нехай концентрації та парціальні тиски ідеальних газів до початку розглядуваної реакції $aA + bB = cC + dD$, будуть C_A ; C_B ; C_C ; C_D ; P_A ; P_B ; P_C ; P_D ; а при рівновазі c_A ; c_B ; c_C ; c_D ; p_A ; p_B ; p_C ; p_D . Визначимо максимальну роботу цієї реакції, припускаючи, що вона буде проходити в умовах оборотності і постійності температури.

У відповідності з формулою (3.32) робота газу $A = l_T$, а саме

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

Оскільки в хімічній термодинаміці газову сталу відносять до моля, то для n молей в ізотермічному процесі робота буде дорівнювати:

$$A = R_\mu n T \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

З рівняння стану $pV = nR_\mu T$ знаходимо $p = \frac{n}{V} R_\mu T = c R_\mu T$,



Тоді $A = R_{\mu} n T \ln \frac{c_1}{c_2}$.

Використовуючи отриманий вираз для роботи n молей кожного газу, отримаємо:

$$\begin{aligned} A_A &= R_{\mu} a T \ln \frac{C_A}{c_A}; & A_B &= R_{\mu} b T \ln \frac{C_B}{c_B}; \\ A_C &= R_{\mu} c T \ln \frac{C_C}{c_c}; & A_D &= R_{\mu} d T \ln \frac{C_D}{c_D}. \end{aligned}$$

При цьому знаки робіт A_C і A_D будуть протилежні знакам робіт A_A і A_B , оскільки в реакції концентрації газів A і B зменшуються, а концентрації газів C і D зростають.

Сумуючи роботи усіх газів з урахуванням їх знаків, знайдемо максимальну роботу реакції:

$$\begin{aligned} A_{\text{макс}} &= A_A + A_B + A_C + A_D = R_{\mu} T \left[a \ln \frac{C_A}{c_A} + b \ln \frac{C_B}{c_B} - c \ln \frac{C_C}{c_C} - d \ln \frac{C_D}{c_D} \right]. \\ \text{Або } A_{\text{макс}} &= R_{\mu} T \left[\ln \frac{C_A^a C_B^b}{C_C^c C_D^d} - \ln \frac{c_A^a c_B^b}{c_C^c c_D^d} \right], \text{ але } \frac{c_A^a c_B^b}{c_C^c c_D^d} = K_c, \text{ тоді} \\ A_{\text{макс}} &= R_{\mu} T \left[\ln \frac{C_A^a C_B^b}{C_C^c C_D^d} - \ln K_c \right]. \end{aligned} \quad (9.26)$$

Отримане рівняння носить назву *рівняння ізотерми хімічної реакції*.

Замінюючи в рівнянні (9.23) $C = p/(R_{\mu} T)$ і $K_c = K_p (R_{\mu} T)^{\Delta n}$, отримаємо

$$A_{\text{макс}} = R_{\mu} T \left[\ln \frac{P_A^a P_B^b}{P_C^c P_D^d} - \ln K_p \right]. \quad (9.27)$$

Рівняння (9.26) і (9.27) використовують для визначення роботи як ізохорно-ізотермічних реакцій, так і ізобарно-ізотермічних реакцій; в першому випадку $A_{\text{макс}} = A_V$, а в другому $A_{\text{макс}} = A_p$. Для гетерогенних реакцій в ці рівняння концентрації твердих і рідинних речовин не вводяться.

Аналіз рівнянь (9.26) і (9.27) показує:

- 1) чим більша хімічна спорідненість початкових речовин A і B , тим більша максимальна робота хімічної реакції;
- 2) якщо максимальна робота буде мати позитивний знак, то можлива при заданих умовах лише пряма реакція перетворення речовин A і B в речовини C і D ;



3) Якщо максимальна робота буде мати від'ємний знак, то можлива лише зворотна реакція – реакція розпаду речовин C і D на речовини A і B ;

4) якщо максимальна робота буде дорівнювати нулю, це означає, що при заданих умовах система знаходиться в стані хімічної рівноваги, тобто початкові концентрації речовин дорівнюють концентраціям цих речовин при рівновазі.

З метою виключення впливу початкових концентрацій речовин (або парціальних тисків) на максимальну роботу при тій самій температурі міру хімічної спорідненості різних речовин прийнято оцінювати за максимальною роботою, яка визначена при початкових концентраціях всіх речовин, що дорівнює одиниці, або коли початкові парціальні тиски всіх речовин дорівнюють одиниці. В цьому випадку рівняння (9.26) і (9.27) приймають вигляд:

$$A_{\text{макс}} = -R_{\mu}T \ln K_c; \quad (9.28)$$

$$A_{\text{макс}} = -R_{\mu}T \ln K_p. \quad (9.29)$$

Вплив температури на рівновагу хімічних систем. Для отримання в явному вигляді залежності константи рівноваги (а отже і виходу кінцевих продуктів реакції) від температури використовуємо рівняння (9.17), (9.18) в знеособленому вигляді $A=Q+T(dA/dT)$ і рівняння (9.26). Значення dA/dT визначаємо з рівняння (9.26); прийнявши початкову концентрацію реагентів C_A ; C_B ; C_C ; C_D постійними, отримаємо

$$\frac{dA}{dT} = R_{\mu} \left[\ln \frac{C_A^a C_B^b}{C_C^c C_D^d} - \ln K_c \right] - R_{\mu} T \frac{d \ln K_c}{dT}.$$

Підставивши в вираз (9.17), отримаємо:

$$A=Q+ R_{\mu}T \left[\ln \frac{C_A^a C_B^b}{C_C^c C_D^d} - \ln K_c \right] - R_{\mu}T^2 \frac{d \ln K_c}{dT} = Q+A- R_{\mu}T^2 \frac{d \ln K_c}{dT},$$

звідки

$$\frac{d \ln K_c}{dT} = \frac{Q}{R_{\mu}T^2}. \quad (9.30)$$

Якщо визначити похідну dA/dT з рівняння (9.27), отримаємо

$$\frac{d \ln K_p}{dT} = \frac{Q}{R_{\mu}T^2}. \quad (9.31)$$

Об'єднуючи рівняння (9.30) і (9.31), запишемо рівняння в знеособленому вигляді:



$$\frac{d \ln K}{dT} = \frac{Q}{R_{\mu} T^2} \quad (9.32)$$

Рівняння ізотерми хімічної реакції (9.27) і рівняння (9.31) вперше були отримані Вант-Гоффом (1886р.) і відомі під його ім'ям.

В залежності від знака Q , тобто буде реакція екзотермічною або ендотермічною, на основі аналізу рівняння (9.32) отримаємо такі висновки- таблиця 9.1. Наприклад, вихід CO_2 в екзотермічній реакції $2\text{CO} + \text{O}_2 = 2\text{CO}_2$ буде тим меншим, чим вище температура T .

Таблиця 9.1

Вплив зростання температури на особливості хімічних реакцій

Особливості реакції	Реакції	
	екзотермічна	ендотермічна
Відношення $d \ln K / dT$	>0	<0
Константа рівноваги K	Збільшується	Зменшується
Степень дисоціації α	-«-	-«-
Хімічна спорідненість	Зменшується	Збільшується
Повнота прямої реакції (вихід продуктів реакції)	-«-	-«-
Хімічна рівновага	Переміщується в бік початкових речовин	Переміщується в бік кінцевих речовин

Переміщення рівноваги хімічної реакції при зміні температури відбувається тим значніше, чим більше буде теплота реакції Q . Вплив зовнішніх умов (температури і тиску) на хімічну рівновагу оцінюється принципом переміщення рівноваги, який відомий під назвою принципа Ле Шательє-Брауна. Цей принцип формулюється так: *якщо на систему, яка знаходиться в рівновазі, подіяти ззовні, змінюючи яку-небудь з умов, що визначає положення її рівноваги, то останнє зміщується, причому в системі починають проходити процеси, які послаблюють ефект зовнішньої дії*.

Наприклад, якщо зростає температура внаслідок збільшення кількості теплоти, яка надається системі, то в ній починає розвиватися та реакція (пряма чи зворотна), яка проходить з поглинанням теплоти.

Якщо підвищується тиск, внаслідок чого зменшується об'єм системи, то в ній підсилюється та реакція (пряма чи зворотна), яка буде супроводжуватися зменшенням об'єму, що послабить вплив зовнішньої дії (зростання тиску).

Залежність константи рівноваги хімічної реакції від температури в явній формі виводиться шляхом інтегрування рівняння (9.31), підставляючи в нього значення Q за рівнянням (9.11):

$$\frac{d \ln K}{dT} = \frac{Q}{R_{\mu} T^2}; \quad Q = Q_0 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3;$$

$$\ln K = -\frac{Q_0}{R_{\mu} T} + \frac{\alpha \ln T}{R_{\mu}} + \frac{\beta T}{R_{\mu}} + \frac{\gamma}{2 R_{\mu}} T^2 + const. \quad (9.33)$$

Константа інтегрування $const$ визначається з отриманої рівності, якщо при якійсь температурі T_1 буде відома константа рівноваги K_1 . Тоді константа рівноваги K_2 визначається при температурі T_2 за рівнянням

$$\ln \frac{K_2}{K_1} = -\frac{Q_0}{R_{\mu}} \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2} + \frac{\alpha}{R_{\mu}} \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{\beta}{R_{\mu}} (T_2 - T_1) + \frac{\gamma}{2 R_{\mu}} (T_2^2 - T_1^2).$$

Якщо прийняти, що теплота реакції Q в інтервалі температур від T_1 до T_2 має середнє постійне значення, то отримана рівність стає більш простішою

$$\ln \frac{K_2}{K_1} = \frac{Q_0}{R_{\mu}} \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}. \quad (9.34)$$

При відомих значеннях K_1 і K_2 , які відповідають температурам T_1 і T_2 , з останньої рівності знаходимо середнє значення теплоти реакції в інтервалі зазначених температур, тобто

$$Q = R_{\mu} \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{K_2}{K_1}. \quad (9.35)$$

З рівнянь (9.28), (9.29) і (9.33) знаходимо залежність максимальної роботи хімічної реакції від температури

$$A_{\max} = Q_0 - \alpha T \ln T - \beta T^2 - \gamma T^3 / 2 - C R_{\mu} T. \quad (9.36)$$

Рівняння (9.33) дозволяє визначати максимальну роботу реакції, тобто міру хімічної спорідненості при будь-якій температурі.

Застосовуючи рівняння Гіббса-Гельмгольца, наприклад, для процесу пароутворення, будемо мати:

$$A = Q + T(dA/dT) \text{ або } \psi = -\rho + T(d\psi/dT),$$

де $\psi = p(v'' - v')$ – зовнішня теплота пароутворення, яка витрачається на роботу в процесі пароутворення; $\rho = (U'' - U')$ – внутрішня теплота пароутворення, яка витрачається на дисгрегацію (розсіювання) молекул в процесі пароутворення (знак «мінус» обумовлений ендотермічним характером процесу пароутворення); $r = \psi + \rho$ – теплота пароутворення:



$$\psi + p = r = T \frac{dp(v''-v')}{dT} \cdot \text{і остаточно}$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r}{T(v''-v')} \cdot \quad (9.37)$$

Якщо позначити теплоту переходу речовини з одного фазового стану в другий через λ і врахувати, що ці реакції переходу – ендотермічні реакції, то в більш загальному вигляді рівняння (9.37) записується так:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{T(v''-v')} \cdot \quad (9.38)$$

В залежності від характеру процесу λ може бути теплотою плавлення, теплотою пароутворення або теплотою сублімації.

9.5. Теплова теорема Нернста

Графічне зображення рівнянь (9.11) і (9.33), які відображують

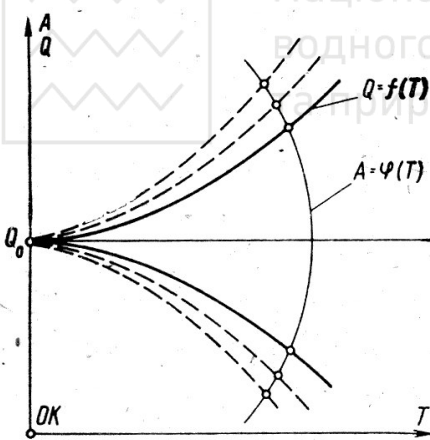


Рис. 9.1. Схема до доведення теплової теореми Нернста

залежність теплоти і максимальної роботи реакції від температури, показує, що якщо рівнянню (9.11) буде відповідати цілком визначена крива, то рівнянню $A = \varphi(T)$ буде відповідати родина нескінченно великої кількості кривих (рис.9.1), тому що в рівність (9.33) входить невизначена константа інтегрування C .

В дійсності кожній реакції буде відповідати лише одна лінія з родини кривих A . При $T=0$ К, як впливає з рівняння (9.33) $A=Q_0$, але

остання рівність також буде правдива при температурах, які прямують до абсолютного нуля.

Наслідок перший. При абсолютному нулі температур алгебраїчна сума теплоємностей конденсованих тіл системи дорівнює нулю.



$$dQ/dT = c_1 - c_2 = \Sigma c = 0.$$

Квантова теорія теплоємності доводить, що при $T = 0$ К теплоємність кожної речовини дорівнює нулю.

Наслідок другий. При абсолютному нулі температур зміна ентропії конденсованих тіл системи дорівнює нулю. Отже, при наближенні до абсолютного нуля теплообмін зменшується і при абсолютному нулі повністю припиняється. В 1912 р. німецький фізик М. Планк показав, що при абсолютному нулі ентропія кожного тіла дорівнює нулю. Ці наслідки свідчать про те, що при наближенні до абсолютного нуля температури властивість тіл змінюються і не залежать від температури. Отже, теплова теорема може бути сформульована так: «Абсолютний нуль температури недосяжний, тому що неможливо уявити собі при абсолютному нулі речовину, яка буде облішена своїх властивостей».

З цієї теореми, яка називається теоремою Нернста, або третім законом термодинаміки, виходить, що константа інтегрування C в рівнянні (9.33) при $T = 0$ К дорівнює нулю.

9.6. Вплив температури на швидкість хімічних реакцій

Згідно закону діючих мас, швидкість проходження реакції пропорційна добутку концентрацій реагуючих речовин, тобто $w = k c_A^a c_B^b$, де a і b – число молей реагуючих речовин A і B .

Експериментальними дослідженнями доведено, що константа швидкостей k , а також швидкість хімічної реакції w є функціями температури; при цьому для більшості реакцій швидкість w зростає зі збільшенням температури. Наприклад, при підвищенні температури на 10°C швидкість більшості реакцій зростає в 2...4 рази. Відповідно зростає константа швидкості k коефіцієнт k_{t+10}/k_t , називається *температурним коефіцієнтом швидкості реакції*, також буде рівним 2...4. Якщо прийняти $k_{t+10}/k_t = 3$, то при збільшенні температури на 100°C швидкість хімічної реакції зростає в 3^{10} , тобто в 59000 разів. Природно, що при цьому збільшується теплота реакції, і якщо вона стане більше теплових втрат реакції, то це призведе до подальшого підвищення температури, а отже, і швидкості реакції.

Температура, при якій кількість теплоти, яка звільнюється при реакції, починає перевищувати теплові втрати, називається *температурою займання*.



Для встановлення залежності константи швидкості від температури скористаємося рівнянням (9.31) $\frac{d \ln K}{dT} = \frac{Q}{R_\mu T^2}$, де константа

рівноваги K визначає відношення константи швидкості зворотної реакції до константи швидкості прямої реакції, тобто $K = k_2/k_1$. Тоді

$$\frac{d \ln(k_2/k_1)}{dT} = \frac{Q}{R_\mu T^2} \quad \text{або} \quad \frac{d \ln k_2}{dT} - \frac{d \ln k_1}{dT} = \frac{Q}{R_\mu T^2}.$$

Якщо припустити, що теплота реакції Q дорівнює різниці деяких довільних величин A_2 і A_1 , тобто $Q = A_2 - A_1$, отримаємо:

$$\frac{d \ln k_2}{dT} - \frac{d \ln k_1}{dT} = \frac{A_2}{R_\mu T^2} - \frac{A_1}{R_\mu T^2}$$

або в знеособленому вигляді

$$\frac{d \ln k}{dT} = \frac{A}{R_\mu T^2}. \quad (9.39)$$

Після інтегрування отримаємо:

$$\ln k = -\frac{A}{R_\mu T} + C \quad (9.40)$$

або

$$k = e^{\left(-\frac{A}{R_\mu T} + C\right)}. \quad (9.41)$$

Застосовуючи рівняння (9.40) для температур T_1 і T_2 , отримаємо:

$$\ln k' = -\frac{A}{R_\mu T_1} + C \quad \text{і} \quad \ln k'' = -\frac{A}{R_\mu T_2} + C, \quad \text{звідки}$$

$$\ln \frac{k''}{k'} = \frac{A}{R_\mu} \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}. \quad (9.42)$$

Прийнявши $T_2 = T_1 + 10$, а $T_1 T_2 = T_{cp}^2 = T^2$, будемо мати:

$$\ln \frac{k''}{k'} = \frac{A}{R_\mu} \frac{10}{T^2} = B \frac{10}{T^2}, \quad \text{звідки}$$

$$\frac{k_t + 10}{k_t} = e^{\left(\frac{B \cdot 10}{T^2}\right)}. \quad (9.43)$$

Рівняння (9.43) встановлює залежність температурного коефіцієнта швидкості хімічної реакції від температури і показує, що цей коефіцієнт зменшується при зростанні температури, а це значить, що знижується інтенсивність росту константи швидкості, і отже, і інтенсивність росту самої швидкості хімічної реакції.

Для розкриття фізичного змісту величини A і константи інтегрування C в рівнянні (9.40) введемо поняття об енергії активації. Під тепловою, або *енергією активації* ε , розуміють енергію, яка достатня для забезпечення поєднання молекул, що зустрічаються.

Здійснення хімічної реакції можливе лише в тому випадку, якщо енергія, що вивільнюється при зіткненні молекул, буде більшою енергії активації.

При підвищенні температури зростають швидкість і кінетична енергія молекул, що призводить до зростання числа зіткнень активних молекул і, отже, швидкості хімічної реакції. Якщо z_o - повне число зіткнень молекул, а z - число зіткнень молекул, енергія яких буде перевищувати енергію ε , то згідно кінетичної теорії газів,

$$z = z_o e^{\left(-\frac{\varepsilon}{R_{\mu}T} \right)} \quad \text{і у відповідності з цим швидкість хімічної реакції}$$

$$w = w_o e^{\left(-\frac{\varepsilon}{R_{\mu}T} \right)}. \quad (9.44)$$

де w - дійсна швидкість реакції, яка залежить від зіткнення активних молекул; w_o - швидкість реакції, яка відповідає повному числу зіткнень молекул z_o .

На основі закону діючих мас для бімолекулярної реакції швидкість $w_o = k_o c_1 c_2$ (де k_o - константа швидкості, яка відповідає повному числу зіткнень молекул, а c_1 і c_2 - концентрації речовин). Підставляючи значення w_o в формулу (9.44), отримаємо

$$w = k_o c_1 c_2 e^{\left(-\frac{\varepsilon}{R_{\mu}T} \right)}.$$

Позначаючи

$$k_o e^{\left(-\frac{\varepsilon}{R_{\mu}T} \right)} = k, \quad (9.45)$$

отримаємо

$$w = k c_1 c_2,$$

тобто k буде дійсною константою швидкості хімічної реакції, яка визначена з поправкою на фактор активації.



Логарифмуючи рівняння (9.45), отримаємо рівність

$$\ln k = \ln k_o - \frac{\varepsilon}{R_{\mu}T}. \quad (9.46)$$

З порівняння виразів (9.40) і (9.46) випливає, що $C = \ln k_o$ і $A = \varepsilon$.

Ці співвідношення показують значення і фізичний зміст константи інтегрування C і величини A в рівнянні (9.40).

Енергія активації ε і константа швидкості k визначаються на основі загальних співвідношень кінетичної теорії речовини.

Приклади розв'язання задач

Задача 9.1.

Теплота реакції згорання СО при температурі 20 °С $Q_V=280000$ кДж/кмоль. Визначити теплоту ізобарно-ізотермічної реакції Q_p при тій самій температурі.

Дано:

$t=20\text{ }^{\circ}\text{C}$;

$Q_V=280000$ кДж/кмоль.

$Q_p=?$;

Розв'язання

Реакція згорання СО має вигляд $2\text{CO}+\text{O}_2 = 2\text{CO}_2$; $\Delta n=2-3=-1$. На 1 кмоль СО $\Delta n=-0,5$.

Тоді за формулою (9.4) отримаємо

$$Q_p = Q_V - R_{\mu} \Delta n T = 280000 + 8,314 \cdot 0,5 \cdot 293 = 281218 \text{ кДж/кмоль.}$$

Відповідь: $Q_p = 281218$ кДж/кмоль.

Задача 9.2.

Скласти рівняння виду $Q_p = f(T)$ для реакції $\text{C} + \text{O}_2 = \text{CO}_2 + Q_p$, якщо мольні ізобарні теплоємності, кДж/(кмоль·К), визначаються рівностями:

для вуглецю $\mu_{c_p} = 4,62 + 0,0202T - 5,33 \cdot 10^{-6} T^2$;

для кисню $\mu_{c_p} = 27,3 + 0,0042T$;

для вуглекислого газу $\mu_{c_p} = 29,4 + 0,0298T - 7,8 \cdot 10^{-6} T^2$

Дано:

$a_A=4,62$; $b_A=0,0202$;

$d_A=-5,33 \cdot 10^{-6}$;

$a_B=27,3$; $b_B=0,0042$;

$a_C=29,4$; $b_C=0,0298$;

$d_C=-7,8 \cdot 10^{-6}$.

$Q_p = f(T)$

Розв'язання

1. Знаходимо за рівнянням (9.10) коефіцієнти

α, β, γ

$$\alpha = a_A + a_B - a_C = 4,62 + 27,3 - 29,4 = 2,52.$$

$$\beta = \frac{1}{2} (b_A + b_B - b_C) = \frac{1}{2} (0,0202 + 0,0042 - 0,0298) =$$

$$=-0,0027.$$

$$\gamma = \frac{1}{3} (d_A - d_C) = \frac{1}{3} [-5,33 \cdot 10^{-6} - (-7,8 \cdot 10^{-6})] = 0,823 \cdot 10^{-6}.$$

Шукане рівняння у відповідності з рівнянням (9.11)

$Q = Q_o + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3$, приймає вигляд:

$$Q_p = Q_o + 2,52T - 0,0027T^2 + 0,823 \cdot 10^{-6} T^3.$$

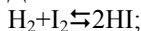
Відповідь: $Q_p = Q_o + 2,52T - 0,0027T^2 + 0,823 \cdot 10^{-6} T^3$.



Задача 9.3.

Визначити напрям проходження реакції $\text{H}_2 + \text{I}_2 \rightleftharpoons 2\text{HI}$ при $t=444^\circ\text{C}$, якщо константа рівноваги хімічної реакції $K_c=0,02$ і початкові концентрації речовин дорівнюють: $C_{\text{H}_2}=1,5$ кмоль/м³; $C_{\text{I}_2}=0,25$ кмоль/м³; $C_{\text{HI}}=5$ кмоль/м³.

Дано:



$$t_1 = 444^\circ\text{C};$$

$$K_c = 0,02;$$

$$C_{\text{H}_2} = 1,5 \text{ кмоль/м}^3;$$

$$C_{\text{I}_2} = 0,25 \text{ кмоль/м}^3;$$

$$C_{\text{HI}} = 5 \text{ кмоль/м}^3.$$

$$A_{\text{макс}} = ?$$

Розв'язання

1. Згідно рівняння (9.23)

$$A_{\text{макс}} = R_\mu T \left[\ln \frac{C_A^a C_B^b}{C_C^c C_D^d} - \ln K_c \right], \text{ маємо}$$

$$A_{\text{макс}} = 8,314 \cdot 717 \left[\ln \frac{1,5 \cdot 0,25}{25} - \ln 0,02 \right] =$$

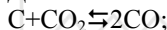
$$= -1715 \text{ кДж/кмоль.}$$

Відповідь: $A_{\text{макс}} = -1715 \text{ кДж/кмоль.}$

Задача 9.4.

Визначити степінь дисоціації і рівноважний склад суміші для реакції $\text{C} + \text{CO}_2 \rightleftharpoons 2\text{CO}$ при $p=1$ МПа, якщо константа рівноваги хімічної реакції $K_p = 0,0082$ при температурі $T=1000$ К і до реакції було шість кіломолей CO .

Дано:



$$p = 1 \text{ МПа};$$

$$K_p = 0,0082;$$

$$T = 1000 \text{ К};$$

$$n_T = 6 \text{ молей.}$$

$$\alpha = ?; \text{CO} = ?; \text{CO}_2 = ?$$

Розв'язання

1. Використовуємо формулу для константи рівноваги через степінь дисоціації. Нехай до моменту досягнення рівноваги дисоціювало α кмоль/кмоль CO . Тоді рівноважний стан буде: CO $2(1-\alpha)$ кмоль, CO_2 α кмоль, разом $(2-\alpha)$ кмоль.

2. Парціальні тиски дорівнюють:

$$p_{\text{CO}} = \frac{2(1-\alpha)}{2-\alpha} p = \frac{2(1-\alpha)}{2-\alpha} 10, \quad p_{\text{CO}_2} = \frac{\alpha}{2-\alpha} p = \frac{\alpha}{2-\alpha} 10.$$

3. Згідно формули (9.22)

$$K_p = \frac{p_{\text{CO}_2}}{p_{\text{CO}}^2} = \frac{\alpha \cdot 10(2-\alpha)^2}{(2-\alpha)^4 (1-\alpha)^2 \cdot 10^2} = \frac{\alpha(2-\alpha)}{40(1-\alpha)^2}.$$

Підставляючи значення $K_p=0,0082$, отримаємо

$$0,0082 = \frac{\alpha(2-\alpha)}{40(1-\alpha)^2}.$$

Після перетворень

$$1,328\alpha^2 - 2,656\alpha + 0,328 = 0 \text{ або } \alpha^2 - 2\alpha + 0,247 = 0.$$



$\alpha = 1 \pm \sqrt{1^2 - 0,247}$, тоді корені цього рівняння $\alpha_1 = 1,87$; $\alpha_2 = 0,13$.

4. Перший корінь відкидаємо, як неможливий, використовуючи другий корінь, знаходимо рівноважний склад:

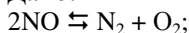
CO $6(1-0,13)=6 \cdot 0,87=5,22$ кмоль. CO₂ $6 \cdot 0,13=0,78$ кмоль.

Відповідь: $\alpha = 0,13$. CO 5,22 кмоль; CO₂ 0,78 кмоль.

Задача 9.5.

Визначити теплоту реакції $2\text{NO} \rightleftharpoons \text{N}_2 + \text{O}_2$, якщо відомо, що при температурі $T_1 = 1811$ К константа рівноваги $K_1 = 9,16 \cdot 10^{-3}$, а при температурі $T_2 = 2195$ К константа рівноваги $K_2 = 24,2 \cdot 10^{-3}$. Приймається, що теплота реакції від температури не залежить.

Дано:



$T_1 = 1811$ К;

$K_1 = 9,16 \cdot 10^{-3}$;

$T_2 = 2195$ К;

$K_2 = 24,2 \cdot 10^{-3}$.

$Q = ?$

Розв'язання

1. Середня температура $T = \frac{T_1 + T_2}{2} = 2003$ К.

2. Згідно формули (9.32) $\frac{d \ln K}{dT} = \frac{Q}{R_\mu T^2}$, звід-

$$\text{си } Q = R_\mu T^2 \frac{d \ln K}{dT} = R_\mu T^2 \frac{\ln K_2 - \ln K_1}{T_2 - T_1},$$

де універсальна газова стала $R_\mu = 8,314$ кДж/(кмоль·К).

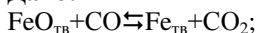
$$3. Q = 8,314 \cdot 2003^2 \frac{\ln(24,2 \cdot 10^{-3}) - \ln(9,16 \cdot 10^{-3})}{2195 - 1811} = 84432 \text{ кДж/кмоль.}$$

Відповідь: $Q = 84432$ кДж/кмоль.

Задача 9.6.

Визначити склад суміші в момент рівноваги для реакції $\text{FeO}_{\text{тв}} + \text{CO} \rightleftharpoons \text{Fe}_{\text{тв}} + \text{CO}_2$, якщо при температурі $T = 1273$ К константа рівноваги $K_p = 2,5$.

Дано:



$T = 1273$ К;

$K_p = 2,5$;

CO ?; CO₂ ?

Розв'язання

1. Використовуємо формулу для константи рівноваги через степінь дисоціації. Нехай до моменту досягнення рівноваги дисоціювало α кмоль/кмоль CO₂. Тоді при рівноважному

стані буде: CO₂ $(1-\alpha)$ кмоль, CO α кмоль, разом 1 кмоль.

2. Парціальні тиски дорівнюють:

$$p_{\text{CO}_2} = \frac{1-\alpha}{1} p = (1-\alpha)p; \quad p_{\text{CO}} = \frac{\alpha}{1} p = \alpha p.$$

3. Згідно формули (9.22)

$$K_p = \frac{p_{\text{CO}}}{p_{\text{CO}_2}} = \frac{\alpha p}{(1-\alpha)p} =.$$



Підставляючи значення $K_p=2,5$; отримаємо $2,5=\frac{\alpha}{1-\alpha}$; звідси $\alpha=0,714$.

Склад суміші в відсотках:

CO $100\alpha = 71,4\%$; $\text{CO}_2=100(1-\alpha)=100(1-0,714)=28,6\%$.

Відповідь: CO $71,4\%$; CO_2 $28,6\%$.

Контрольні питання

1. Що називається хімічними процесами?
2. Яка мета термодинамічного аналізу хімічних процесів?
3. Скільки молекул вміщується в одному молі речовини?
4. Які хімічні реакції називаються реакціями дисоціації?
5. Що називається термохімією?
6. Що називається тепловим ефектом хімічної реакції?
7. Чому дорівнюють теплоти ізохорних та ізобарних реакцій?
8. Як залежить теплота хімічної реакції від температури згідно закону Кірхгофа?
9. Як визначається ізохорний термодинамічний потенціал?
10. Що є критерієм рівноважності ізохорно-ізотермічної системи?
11. Як визначається ізобарний термодинамічний потенціал?
12. Що є критерієм рівноважності ізобарно-ізотермічної системи?
13. Як визначаються максимальні роботи для ізохорно-ізотермічної та ізобарно-ізотермічної реакцій?
14. Як визначається швидкість хімічної реакції згідно закону діючих мас?
15. Як визначається константа рівноваги хімічної реакції?
16. Що розуміють під степенем дисоціації?
17. Як виглядає рівняння ізотерми хімічної реакції?
18. В чому сутність принципу Ле Шательє-Брауна?
19. Як формулюється теплова теорема Нернста?
20. Яка температура називається температурою займання?
21. Що розуміють під енергією активації ε ?



10. ТЕОРІЯ ТЕПЛООБМІНУ, ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

10.1. Основні поняття та визначення. Види переносу тепла: теплопровідність, конвекція і випромінювання

Теорією теплопередачі, або теплообміну, називають вчення про процеси розповсюдження теплоти в просторі з неоднорідним полем температур. Разом з термодинамікою вчення про теплообмін складає теоретичні основи теплотехніки.

В процесі теплової взаємодії між тілами теплота переходить від тіла з більш високою температурою до тіла з більш низькою температурою. При відсутності різниці температур процес теплообміну припиняється і настає теплова рівновага.

При роботі теплових двигунів, компресорів, холодильних установок окремі вузли цих установок нагріваються. Для того, щоб конструкція працювала надійно необхідно передбачити заходи, які встановили б межу зростанню температури. В протилежному випадку нормальна робота таких установок може припинитися, тому що конструкційні матеріали при нагріванні втрачають міцність і при визначеній температурі руйнуються.

В багатьох інших інженерних спорудах необхідно навпаки підвищувати інтенсивність процесів перенесення теплоти. Наприклад, в теплообмінниках – апаратах, де здійснюється теплообмін між двома (або декількома) теплоносіями або між теплоносіями і твердими тілами (стілкою, насадкою), намагаються підвищити інтенсивність теплообміну для зменшення їх розмірів, тобто для зменшення затрати матеріалів.

Розрізняють три способи розповсюдження теплоти: теплопровідність (або кондукція), конвекція та теплове випромінювання.

Теплопровідність являє собою процес переносу теплоти, який здійснюється за рахунок теплового руху структурних частинок речовини (атомів, молекул, електронів) і проявляється при торканні цих частинок. В газоподібних тілах розповсюдження теплоти теплопровідністю відбувається внаслідок обміну кінетичною енергією при ударах молекул, які мають різну швидкість руху. В металах такими структурними частинками є вільні електрони, в рідинах і твердих тілах (діелектриках) теплота переноситься шляхом безпосередньої передачі теплового руху молекул і атомів сусіднім частинкам речовини в формі пружних хвиль.



Конвекцією називається перенесення тепла рухливим середовищем, тобто за рахунок руху окремих макрооб'ємів рідини або газу один відносно одного під дією сил різної природи. В подальшому викладенні обидва середовища об'єднуються поняттям „рідина” (теплоносій). Якщо рух рідини викликаний різницею густини холодних і нагрітих макрооб'ємів в полі гравітаційних сил, то його називають *вільним (вільна конвекція)*. В цьому випадку нагріті шари речовини сприймають дію архимедової підйомної сили і рухаються до гори, а охолоджені – вниз. Вимушений рух (*вимушена конвекція*) виникає під дією збуджувача руху: насоса, вентилятора і ін. Якщо конвекція здійснюється в середовищі з нерівномірним розподілом температури, то переміщення макрооб'ємів призводить до необоротного процесу перенесення теплоти – *конвективному теплообміну*. При наявності в теплоносії нерівномірного розподілу температур, швидкостей і концентрації речовини відбувається одночасне перенесення теплоти, кількості руху і речовини. Таким чином, конвективний теплообмін – це перенос теплоти при переміщенні і перемішуванні більш нагрітих частинок робочого тіла з менш нагрітими.

Слід зазначити, що теплота в рідинах може передаватися і виключно теплопровідністю. Так, якщо нагрівання нерухомої рідини, яка знаходиться в посудині, виконувати зверху, то ніякої конвекції не виникає і теплота буде передаватися лише молекулярним процесом, тобто теплопровідністю.

Перенесення теплоти випромінюванням являє собою складне явище, яке складається з випромінювання енергії тілом, розповсюдженні її в просторі електромагнітними хвилями і поглинанні іншими тілами. Такий вид перенесення теплоти називається *теплообміном випромінюванням (радіаційним випромінюванням)*. Променевий теплообмін – це передача теплової енергії у вигляді променевої енергії з трансформацією спочатку теплової енергії в променеву, а потім променевої знову в теплову. Променева енергія – це енергія електромагнітних коливань фотонів, які розповсюджуються в просторі зі швидкістю світла. Звичайно перенос теплоти здійснюється одночасно різними способами (*складний теплообмін*). Так, конвективний перенос теплоти завжди супроводжується теплопровідністю. Сумісний процес переносу теплоти конвекцією і теплопровідністю називається *конвективним теплообміном*. Част-



ковим випадком його є *тепловіддача* - конвективний теплообмін між середовищем, що рухається, (теплоносієм) і поверхнею його розділу з іншим середовищем (частіше всього твердим тілом). Якщо тепловіддача супроводжується тепловим випромінюванням, то такий вид теплообміну називається *радіаційно-конвективним*. Теплообмін між двома теплоносіями через стінку, що їх розділяє, називається *теплопередачею*. При цьому теплота від теплоносія до стінки і від стінки до теплоносія передається тепловіддачею або радіаційно-конвективним теплообміном, а через тверду стінку – теплопровідністю.

Процеси теплообміну проходять в різних середовищах: в чистих речовинах і різних сумішах, при зміні і без змін фазового стану робочого середовища і ін. В залежності від цього теплообмін проходить по різному і описується різними залежностями. Зауважимо, що більш широко термін „теплопередача” охоплює загальне вчення про перенесення теплоти.

Багато процесів переносу теплоти супроводжується перенесенням речовини – *масообміном*, який виявляється у встановленні рівноважної концентрації речовини. Сумісне проходження процесів теплообміну і масообміну називається *тепломасообміном*.

10.2. Температурне поле та градієнт. Закони переносу теплоти

Температурне поле та градієнт. Процес переносу теплоти обумовлюється наявністю різниці температур. Температурний стан тіла або системи тіл *характеризується полем*, під яким розуміється сукупність миттєвих значень температур у всіх точках розглядуваного простору. В загальному випадку рівняння температурного поля має вигляд

$$t = f(x, y, z, \tau), \quad (10.1)$$

де t – температура; x, y, z – координати точки; τ - час. Таке температурне поле називається *нестационарним*. Якщо температура з плином часу не змінюється, то температурне поле називається *стационарним*. Тоді

$$t = f(x, y, z, \tau); \quad \partial t / \partial \tau = 0. \quad (10.2)$$

Температура може бути функцією однієї, двох і трьох координат; відповідно температурне поле буде одно-, двох- і трьохмір-



ним. Найпростіший вигляд має одномірне стаціонарне температурне поле: $t = f(x)$.

Якщо з'єднати між собою усі точки тіла, які мають однакову температуру, то отримаємо поверхню рівних температур, що називається *ізотермічною*. Ізотермічні поверхні не перетинаються; усі вони або замикаються на себе, або закінчуються на границі тіла. Перетин ізотермічних поверхонь площиною дає на ній родину ізотерм, рис. 10.1.

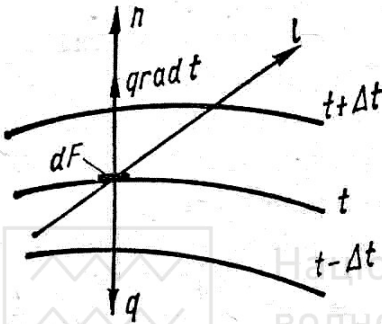


Рис. 10.1. Родина ізотерм

Інтенсивність зміни температури в якому-небудь напрямі l характеризується похідною $\partial/\partial l$, яка приймає найбільше значення в напрямку нормалі n до ізотермічної поверхні. Застосування тут частинної похідної обумовлене тим, що в загальному випадку температура може змінюватися не тільки в просторі, але і в часі:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial l}\right)_{\max} = \frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t. \quad (10.3)$$

Похідна температури за нормаллю до ізотермічної поверхні називається *температурним градієнтом*. Температурний градієнт – векторна величина, яка напрямлена по нормалі до ізотерми в бік зростання температури.

Загальна кількість теплоти, яка передана в процесі теплообміну через ізотермічну поверхню площею F на протязі часу τ позначаємо Q_τ . Кількість теплоти, яка передається через розглядувану поверхню в одиницю часу, називається тепловим потоком Q . Поверхнева щільність (густина) теплового потоку (*теплове навантаження*) q – тепловий потік через одиницю поверхні (*питомий тепловий потік*). Кількість теплоти, тепловий потік і його щільність зв'язані між собою співвідношеннями

$$Q_\tau = \int_0^\tau \cdot \int_F q dF d\tau; \quad Q = \int_F q dF \quad (10.4)$$

і вимірюються відповідно Q_τ - в джоулях (Дж), Q - в ватах (Вт), q - в ватах на квадратний метр (Вт/м²).



Закони переносу теплоти. Основним законом теплопровідності є запропонована Фур'є гіпотеза про пропорційність вектора щільності теплового потоку температурному градієнту

$$q = -\lambda \operatorname{grad} t = -\lambda \partial t / \partial n. \quad (10.5)$$

Вектором щільності теплового потоку $\vec{q}$ називається вектор, який напрямлений за нормаллю до ізотермічної поверхні в бік зменшення температури, рис. 10.1, і чисельно рівний щільності теплового потоку на цій поверхні q , де

$$q = d^2 Q / (dF d\tau). \quad (10.6)$$

Тут dQ - елементарна витрата теплоти; dF - площа елемента ізотермічної поверхні; $d\tau$ - проміжок часу.

Знак „мінус” в рівнянні (10.5) відображає протилежність напрямку векторів щільності теплового потоку і температурного градієнту. Множник пропорційності λ є фізичним параметром речовини і називається *коефіцієнтом теплопровідності*. В одиницях СІ він виражається в Вт/(м·К). *Фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності*: коефіцієнт теплопровідності – це кількість теплоти, яка передається від однієї поверхні до іншої на глибину 1 м за одиницю часу через одиницю поверхні за різниці температур між ними в один кельвін.

Коефіцієнт теплопровідності λ характеризує властивість речовини; він залежить від структури, густини, вологості, температури і тиску речовини.

Теплопровідність ідеальних газів знаходиться в межах $\lambda = 0,006 \dots 0,060$ Вт/(м·К). Для газів λ майже не залежить від тиску і збільшується з підвищенням температури. Теплопровідність водяної пари та інших реальних газів істотно відрізняється від теплопровідності ідеальних газів і помітно залежить від тиску.

Теплопровідність краплинних рідин знаходиться в межах від 0,07 до 0,7 Вт/(м·К). Для більшості рідин, крім води і гліцерину, з підвищенням температури теплопровідність зменшується.

Теплопровідність металів лежить в межах від 20 до 400 Вт/(м·К). Самим теплопровідним металом є срібло ($\lambda = 410$ Вт/(м·К)) і чиста мідь ($\lambda = 395$ Вт/(м·К)). Сторонні домішки в металах помітно знижують значення теплопровідності. Для більшості металів з підвищенням температури теплопровідність зменшується.



Теплопровідність будівельних і теплоізоляційних матеріалів має значення від 0,01 до 2,9 Вт/(м·К). Матеріали з низьким значенням теплопровідності (менше 0,2 Вт/(м·К)), звичайно застосовують для теплової ізоляції, тому називаються *теплоізоляційними*.

Щільність теплового потоку при тепловіддачі розраховують, користуючись рівнянням Ньютона - Ріхмана

$$q = \alpha(t_{mn} - t_{cm}) = \alpha \Delta t, \quad (10.7)$$

де t_{mn} і t_{cm} – температури теплоносія і стінки; Δt – температурний напір. Коефіцієнт пропорційності α в рівнянні (10.7) називається *коефіцієнтом тепловіддачі* і чисельно дорівнює щільності теплового потоку на поверхні теплообміну при різниці температур між теплоносієм і стінкою, яка дорівнює одиниці. В одиницях СІ він виражається в Вт/(м²·К). Рівняння (10.7) не відображає в явному вигляді вплив всього різноманіття факторів на інтенсивність тепловіддачі і тому ці фактори враховуються коефіцієнтом тепловіддачі. Щільність теплового потоку при переносі теплоти випромінювання визначається виразом

$$q = c (T/100)^4, \quad (10.8)$$

де c – коефіцієнт випромінювання тіла, Вт/(м²·К⁴); T – термодинамічна температура тіла, К. Рівняння (10.8) лежить в основі закону Стефана-Больцмана для сірих тіл.

10.3. Диференціальні рівняння теплообміну

В загальному випадку теплообмін визначається не тільки тепловими, але і гідродинамічними явищами. Тому математичний опис задач теплообміну включає в себе диференціальні рівняння енергії, тепловіддачі, руху, суцільності, а також крайові умови, які конкретизують ту чи іншу задачу.

Рівняння енергії. Виведемо диференціальне рівняння, яке описує температурне поле в рухомій рідині. Припускаємо, що рідина однорідна і ізотропна, її фізичні властивості сталі, внутрішні джерела теплоти рівномірно розподілені по усьому об'єму рідини. Під *внутрішніми джерелами теплоти* розуміють тепловиділення всередині тіла (виділення теплоти в результаті хімічних реакцій, при проходженні електричного струму і ін.), які характеризуються об'ємною щільністю тепловиділення q_v – тепловим потоком, що віднесений до одиниці об'єму, Вт/м³.



Виділимо в потоці рідини нерухомий відносно координатної системи елементарний паралелепіпед з ребрами dx , dy , dz , рис. 10.2, і позначимо кількість теплоти, що входить в нього dQ_x' , dQ_y' , dQ_z' і виходить з нього dQ_x'' , dQ_y'' , dQ_z'' за період часу $d\tau$, проєкції швидкості руху середовища— w_x , w_y , w_z . Припускаючи, що процес проходить при постійному тиску (що характерно для більшості процесів тепловіддачі), на основі закону збереження енергії маємо

$$dQ_1 + dQ_2 = dQ_3, \quad (10.9)$$

де dQ_1 — теплота, яка вноситься в елементарний паралелепіпед ззовні; dQ_2 — внутрішнє тепловиділення, dQ_3 — зміна ентальпії в елементарному паралелепіпеді.

Теплота, яка входить в паралелепіпед в напрямку осі Ox ,

$$dQ_x' = q_x' dydzd\tau, \quad (10.10)$$

де q_x' — щільність теплового потоку на вході в паралелепіпед.

Рис. 10.2. Розрахункова схема до виводу диференціального рівняння енергії

паралелепіпед.

Теплота, яка виходить з паралелепіпед,а,

$$dQ_x'' = q_x'' dydzd\tau = \left(q_x' + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx \right) dydzd\tau. \quad (10.11)$$

Різниця між кількістю теплоти, що увійшла в паралелепіпед і вийшла з нього в напрямку осі Ox , становить

$$dQ_x = dQ_x' - dQ_x'' = - \frac{\partial q_x}{\partial x} dx dydzd\tau = - \frac{\partial q_x}{\partial x} dVd\tau, \quad (10.12)$$

де dV — об'єм паралелепіпед,а.

Аналогічні вирази отримують у напрямках Oy і Oz

$$dQ_y = - \frac{\partial q_y}{\partial y} dVd\tau, \quad dQ_z = - \frac{\partial q_z}{\partial z} dVd\tau. \quad (10.13)$$

Загальна кількість теплоти, яка акумульована паралелепіпедом,



$$dQ_l = dQ_x + dQ_y + dQ_z = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) dV d\tau. \quad (10.14)$$

Внутрішнє тепловиділення

$$dQ_2 = q_v dV d\tau. \quad (10.15)$$

Зміна ентальпії в елементарному паралелепіпеді виражають через його масу ρdV , теплоємність c_p і приріст температури $\frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau$.

$$dQ_3 = c_p \rho dV \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau. \quad (10.16)$$

Підставивши вирази (10.14)...(10.16) в рівняння (10.9), отримаємо

$$c_p \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v. \quad (10.17)$$

Величина

$$q_x = q_{xt} + q_{xk} \quad (10.18)$$

являє собою суму щільностей теплового потоку, які входять в паралелепіпед шляхом теплопровідності (q_{xt}) і конвективного переносу теплоти вздовж осі Ox (q_{xk}). На основі закону Фур'є

$$q_{xt} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}, \quad (10.19)$$

а щільність конвективного теплового потоку

$$q_{xk} = c_p \rho w_x t. \quad (10.20)$$

Отже,

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} + c_p \rho w_x t. \quad (10.21)$$

При $\lambda = \text{const}$ рівняння (10.21) шляхом диференціювання по x перетворюється до вигляду

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} = c_p \rho \left(w_x \frac{\partial t}{\partial x} + t \frac{\partial w_x}{\partial x} \right) - \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (10.22)$$

Аналогічний вигляд мають часткові похідні від щільності теплового потоку у напрямку осі Oy і осі Oz паралелепіпеда:

$$\frac{\partial q_y}{\partial y} = c_p \rho \left(w_y \frac{\partial t}{\partial y} + t \frac{\partial w_y}{\partial y} \right) - \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}. \quad (10.23)$$



$$\frac{\partial q_z}{\partial z} = c_p \rho \left(w_z \frac{\partial t}{\partial z} + t \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) - \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}. \quad (10.24)$$

Підставивши рівності (10.22)...(10.24) в рівняння (10.17), отримаємо

$$\begin{aligned} c_p \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = & \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) - c_p \rho \left(w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) - \\ & - c_p \rho t \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + q_v. \end{aligned} \quad (10.25)$$

Застосування закону збереження маси до елементарного об'єму нестисливої рідини дозволили отримати диференціальне рівняння *суцільності потоку*

$$\left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (10.26)$$

Тоді рівняння (10.25) приводиться до такого виду

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c_p \rho}. \quad (10.27)$$

В цьому рівнянні $a = \lambda / (c_p \rho)$ – коефіцієнт *температуропроводності*, м²/с. Ліва частина рівняння (10.27) являє собою повну похідну функції $t = f(x, y, z)$ за часом і називається *субстанціональною похідною*

$\frac{Dt}{d\tau}$, в якій часткова похідна $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ характеризує зміну температури за часом в якій-небудь точці рідини (локальна зміна температури); решта суми - характеризує зміну температури при переході від однієї точки простору до іншої (конвективна зміна температури).

Частина рівняння (10.27) в правій частині, яка записана в круглих дужках як сума других похідних, являє собою оператор Лапласа в Декартовій системі координат

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}. \quad (10.28)$$

Тоді диференціальне рівняння енергії запишеться у вигляді

$$\frac{Dt}{d\tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c_p \rho}. \quad (10.29)$$



Рівняння тепловіддачі При обтіканні в'язкою рідиною твердої поверхні швидкість рідини на ній дорівнює нулю. Ця умова „прилипання” в'язкої рідини є наслідком того, що між поверхнею твердого тіла і рідиною діють сили молекулярного зчеплення, в результаті чого безпосередньо прилеглий до стінки шар рідини стає нерухомим. Теплота через цей шар передається тільки теплопровідністю, і щільність теплового потоку можна виразити за законом Фур'є через температурний градієнт в шарі рідини і її коефіцієнт теплопровідності λ :

$$q = - \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (10.30)$$

З другого боку, цей же тепловий потік визначається рівнянням Ньютона-Ріхмана

$$q = \alpha (t_{mn} - t_{cm}). \quad (10.31)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (10.30) і (10.31), отримаємо диференціальне рівняння тепловіддачі

$$\alpha = - \frac{\lambda}{t_{mn} - t_{cm}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (10.32)$$

З цього рівняння випливає, що для визначення коефіцієнта тепловіддачі необхідно знайти температурний градієнт середовища поблизу поверхні. Температурний градієнт знаходять з диференціального рівняння енергії (10.29). Оскільки в це рівняння входять складові швидкості, для визначення температурного поля необхідно ще скласти диференціальне рівняння, яке дозволить знайти поле швидкостей.

Рівняння руху В класичній гідродинаміці рівняння в'язкого руху нестисливої рідини записується у формі диференціального рівняння Нав'є-Стокса, яке виводиться на основі другого закону Ньютона. В проекції на вісь Ox це рівняння має вигляд

$$\rho \left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x} w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} w_y + \frac{\partial w_x}{\partial z} w_z \right) = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right). \quad (10.33)$$

Тут g_x – складова прискорення вільного падіння по осі Ox ; p – тиск середовища; μ – динамічний коефіцієнт в'язкості.



Ліва частина рівняння (10.33) характеризує інерційні сили потоку, перший член правої частини – дію сил тяжіння, другий – сил тиску, третій – сил в'язкого тертя. В рівняння (10.33) не врахована залежність густини рідини від температури, яка визначається виразом

$$\rho = \rho_0(1 + \beta \Delta t), \quad (10.34)$$

де ρ_0 – густина рідини при температурі t_0 ; ρ – теж саме при температурі t ; β – коефіцієнт об'ємного розширення, K^{-1} (для ідеальних газів $\beta = 1/T$); $\Delta t = t - t_0$.

Крайові умови Диференціальні рівняння теплообміну описують класи фізичних явищ. Рішення цих рівнянь вміщують константи інтегрування і тому не є однозначними.

Під *класом* розуміють сукупність явищ однієї фізичної природи, які описуються тотожними диференціальними рівняннями. Для виділення з класу конкретної задачі до диференціальних рівнянь необхідно приєднати математичний опис її особливостей. Ці додаткові дані, які характеризують конкретне одиничне явище, називаються *крайовими умовами* або *умовами однозначності*. Звичайно умови однозначності виражаються сукупністю значень постійних величин – параметрів задачі. Параметри мають постійні значення для даного випадку і змінюються для інших випадків.

Існують наступні умови однозначності: *геометричні*, які характеризують форму і розміри тіла або поверхні; *фізичні*, які характеризують властивості тіл, що приймають участь в теплообміні; *граничні*, які характеризують умови протікання процесу на границі тіла; *початкові*, які характеризують початковий стан системи при нестационарних процесах. Система диференціальних рівнянь сумісно з умовами однозначності представляють собою математичне формулювання задачі теплообміну.

10.4. Основи теорії подібності

Рішення задач теплообміну зводиться до аналітичного або чисельного інтегрування диференціальних рівнянь при заданих умовах однозначності. При аналітичному рішенні ці умови фігурують в буквеному позначенні, а при чисельному – у вигляді чисел.

Аналітичні рішення є найбільш загальними, проте їх вдається отримати лише для деяких випадків при умові введення припу-



щень, які спрощують задачу. Більшість задач теплообміну вирішується або чисельними методами з застосуванням обчислювальної техніки, або за допомогою фізичного експерименту, який дозволяє отримати найбільш достовірні результати. Недоліком експериментальних і чисельних методів є те, що отримані результати дійсні лише для одиничного (індивідуального) випадку, який відповідає конкретним умовам однозначності. При зміні одного з аргументів необхідне нове чисельне рішення або експеримент. Оскільки чисельне рішення для індивідуального випадку рівноцінно одиничному експерименту, його називають математичним експериментом. Лише об'єднання математичних методів з експериментом і використанням теорії подібності дає можливість розповсюдити результати одиничного досвіду на цілу групу явищ.

Теорія подібності – вчення про подібні явища. Вона дозволяє з диференціальних рівнянь і крайових умов отримати ряд узагальнюючих висновків і тим самим створити теоретичну основу для постановки дослідів і обробки їх результатів.

Поняття подібності вперше було введено в геометрії. Як відомо, геометричні фігури однакової форми подібні, якщо відповідні кути рівні і схожі сторони пропорційні. Для схожих точок і відрізків двох подібних тіл виконується рівність

$$x'/x'' = y'/y'' = z'/z'' = l_1'/l_1'' = l_2'/l_2'' = c_l, \quad (10.35)$$

де x, y, z – координати сідних точок; l_1, l_2 – довжини сідних відрізків; c_l – *множник геометричної подібності* або *геометричний масштаб моделювання*. Сідними називають точки і відрізки, які задовольняють умовам геометричної подібності.

Поняття подібності розповсюджується і на фізичні явища. Останні вважаються подібними, якщо вони відносяться до одного і того ж класу, проходять в геометрично подібних системах і подібні всі однорідні фізичні величини, які характеризують ці явища. *Однорідними* називаються такі величини, які мають один і той же фізичний зміст і однакоку розмірність.

Для подібних фізичних явищ в сідних точках і в сідні моменти часу будь-яка величина φ' першого явища пропорційна величині φ'' другого явища: $\varphi' = c_\varphi \varphi''$, де c_φ – константа подібності (масштаб моделювання). Два проміжки часу τ' і τ'' називаються сідними, якщо вони мають загальний початок відліку і зв'язані рівнянням $\tau'/\tau'' = c_\tau = \text{const}$.



При кінематичній подібності має місце подібність полів швидкостей $w'/w'' = c_w$; при динамічній – подібність сил тиску $p'/p'' = c_p$; при тепловій – подібність температурних полів $t'/t'' = c_t$. Для фізичних явищ, які визначаються багатьма параметрами, константи подібності цих параметрів зв'язані між собою і не можуть бути вибрані довільно.

Рівняння, які описують подібні фізичні явища, після приведення їх до безрозмірного вигляду стають тотожними. При цьому в східних точках всі однойменні безрозмірні величини, в тому числі і безрозмірні параметри, будуть однаковими.

Приведемо до безрозмірного виду диференціальне рівняння тепловіддачі. Якщо ввести поняття надлишкової температури $\vartheta = t - t_{mn}$, то рівняння (10.32) можна записати в вигляді

$$\alpha = - \frac{\lambda}{\vartheta_{cm}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (10.36)$$

В якості базових величин виберемо будь-який характерний геометричний розмір l і надлишкову температуру $\vartheta_{cm} = t_{cm} - t_{mn}$. Позначимо безрозмірні величини $\bar{n} = n/l$, $\bar{\vartheta} = \vartheta/\vartheta_{cm}$; тоді $n = l \cdot \bar{n}$ і $\vartheta = \vartheta_{cm} \bar{\vartheta}$.

Підставивши отримані вирази ϑ і n в рівняння (8.36), запишемо

$$\alpha = - \frac{\lambda}{\vartheta_{cm}} \left(\frac{\partial (\vartheta_{cm} \bar{\vartheta})}{\partial (l \cdot \bar{n})} \right)_{\bar{n}=0} = - \frac{\lambda}{l} \left(\frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial \bar{n}} \right)_{\bar{n}=0}. \quad (10.37)$$

або в остаточному вигляді

$$\frac{\alpha l}{\lambda} = - \left(\frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial \bar{n}} \right)_{\bar{n}=0}. \quad (10.38)$$

Окрім безрозмірної температури $\bar{\vartheta}$ і координати по нормалі до поверхні $\bar{n}$, рівняння (10.38) вміщує безрозмірний комплекс $\frac{\alpha l}{\lambda}$, який складений з різнорідних фізичних величин, які характеризують явище тепловіддачі. Згідно властивостей подібних фізичних явищ цей комплекс повинен бути однаковим для подібних систем. Такі комплекси носять назву *чисел подібності*. Отриманий комплекс $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}$ називається *числом Нусельта*, являє собою безроз-



мірний коефіцієнт тепловіддачі і визначається певним числом в задачах конвективного теплообміну.

Числа подібності, які складені тільки з заданих параметрів математичного опису задачі, називаються *критеріями подібності*. Розглянутий метод отримання чисел подібності називається *методом масштабних перетворень*. Аналіз рівнянь теплообміну дозволяє сформулювати наступні основні числа подібності:

$Re = wl/v$ - *число Рейнольдса*, яке характеризує гідродинамічний режим потоку і являє собою відношення сил інерції до сил в'язкого тертя;

$Pr = \nu/a$ - *число Прандтля*, яке характеризує співвідношення молекулярних властивостей переносу кількості руху і теплоти і є мірою подібності температурних і швидкісних полів в потоці; де $a = \lambda/(c_p \rho)$ - коефіцієнт теплопровідності.

$Fo = a\tau/l^2$ - *число Фур'є*, яке характеризує зв'язок між швидкістю зміни температурного поля, фізичними властивостями і розмірами тіла; і -представляє собою безрозмірний час в задачах теплопровідності;

$Fr = w^2/(gl)$ - *число Фруда*, яке характеризує міру відношення інерційних сил до сил тяжіння;

$Eu = p/(\rho w^2)$ - *число Ейлера*, яке характеризує подібність полів тиску і є мірою відношення сил тиску до інерційних сил;

$Gr = gl^3\beta\Delta t / \nu^2$ - *число Грасгофа*, яке характеризує відношення підйомної сили, що виникає із-за різниці густини холодної і нагрітої рідини, до сил в'язкості.

В приведених виразах прийняті позначення: w - швидкість теплоносія, м/с; ν - кінематичний коефіцієнт в'язкості теплоносія, м²/с; l - визначаючий розмір, м; λ - коефіцієнт теплопровідності теплоносія, Вт/(м·К); c_p - теплоємність теплоносія, Дж/(кг·К); ρ - густина теплоносія, кг/м³; τ - час, с; g - прискорення вільного падіння, м/с²; $\beta = 1/T = 1/(273+t)$, коефіцієнт температурного розширення теплоносія, К⁻¹; $\Delta t = |t_{mu} - t_{cm}|$ - температурний напір між стінкою і теплоносієм, К.

Додаткові диференціальні рівняння, які описують фізичні явища, дозволяють сформулювати нові критерії подібності. Так отримано число Біо $Bi = \alpha l/\lambda$, яке характеризує відношення внутрішнього термічного опору (l/λ) до його зовнішнього термічного опору ($1/\alpha$). Зауважимо, що в число Біо Bi входить коефіцієнт теп-



лопровідності твердого тіла $\lambda_{ст}$, а в число Нусельта Nu – коефіцієнт теплопровідності рідини (теплоносія) $\lambda_{тн}$.

Основні положення теорії подібності формулюються у вигляді трьох теорем. Перша і друга теореми відображають основні властивості подібних між собою явищ, третя встановлює ознаки, за якими можна визначити, чи подібні розглядувані явища.

В подібних явищах усі однойменні числа подібності (в тому числі і критерії подібності) однакові. В цьому полягає сутність першої теореми подібності.

На основі другої теореми подібності залежність між змінними, які характеризують будь-який фізичний процес, може бути представлена у вигляді залежності між числами подібності. Функціональна залежність між числами подібності називається *рівнянням подібності (критеріальним рівнянням)*. Друга теорема подібності дозволяє скоротити число змінних в задачах теплообміну і тим суттєво спростити їх вирішення.

Як випливає з диференціальних рівнянь теплообміну, коефіцієнт тепловіддачі є складна функція великої кількості змінних:

$$\alpha = f(w, T_{тн}, T_{ст}, \lambda, C_p, \rho, \mu, l, \beta, \dots).$$

В критеріальній формі ця залежність представляється рівнянням, в якому змінних значно менше

$$Nu = f(Re, Gr, Pr). \quad (10.39)$$

Певному значенню числа Рейнольдса відповідає безліч значень кожного з параметрів w , l , ν (одиничних випадків). Все це дійсне і для інших чисел (Грасгофа, Прандтля). Отже, рішення у вигляді (10.39) дійсне для безлічі тих одиничних випадків, в яких однакові числа Рейнольдса, Прандтля і Грасгофа; тому воно носить узагальнюючий характер.

Межі закономірного розповсюдження одиничного досвіду відмічаються у третій теоремі подібності, яка коротко формулюється так: *подібними явищами будуть такі, які мають подібні умови однозначності і однакові визначальні критерії подібності*. Визначальні критерії складають з незалежних між собою величин, які входять в умови однозначності (геометричні співвідношення, фізичні параметри, крайові умови, початкові і граничні умови). Теорію подібності можна розглядати як вчення про узагальнені безрозмірні змінні, які характеризують даний процес. Перехід до таких змінних дозволяє переносити отримані експериментальні залежно-



сті на групу подібних явищ. Область узагальнення експериментальних даних обмежена умовами подібності, які сформульовані в третій теоремі подібності.

За допомогою рівняння подібності можливо визначити число Нусельта і, отже, відповідні значення коефіцієнта тепловіддачі. При рішенні рівнянь подібності важливу роль відіграють поняття визначальної температури і визначального геометричного розміру. *Визначальною температурою* називається температура, якій відповідають значення фізичних параметрів, що входять в числа подібності; *визначальним розміром* – характерний лінійний розмір l , який визначає розвиток процесу. Наприклад, для труб круглого перерізу визначальним лінійним розміром є діаметр; для каналів не круглого перерізу – еквівалентний діаметр $d_{екв} = 4F/P$, де F – площа поперечного перерізу каналу, а P – змочений периметр перерізу.

10.5. Теплопровідність

Диференціальне рівняння теплопровідності.

Найбільш простий вигляд рівняння теплопровідності має у випадку стаціонарного одновимірного температурного поля:

$$d^2t/dx^2 = 0. \quad (10.40)$$

Інтегрування останнього рівняння не є складним. При передачі теплоти через огорожуючі конструкції і постійних на протязі тривалого часу температурах зовнішнього і внутрішнього середовищ процес теплопередачі можна розглядати як стаціонарний. Температурне поле в стінці, що передає тепло, часто розглядається як одновимірне.

Граничні умови. При рішенні задач теплопровідності розрізняють наступні граничні умови:

1. *граничні умови першого роду*, при яких задається розподіл температур по всій поверхні тіла в функції часу;
2. *граничні умови другого роду*, при яких задається густина теплового потоку для усієї поверхні тіла в функції часу;
3. *граничні умови третього роду*, при яких задаються температура середовища $t_{ми}$ (теплоносія) і коефіцієнт тепловіддачі α між поверхнею тіла і оточуючим середовищем.



У відповідності з законом Ньютона-Ріхмана щільність теплового потоку, яка передається поверхнею тіла оточуючому середовищу,

$$q = \alpha (t_{cm} - t_{mi}). \quad (10.41)$$

Згідно закону збереження енергії ця теплота дорівнює теплоті, що підведена до поверхні тіла з глибини тіла теплопровідністю і визначена законом Фур'є:

$$\alpha (t_{cm} - t_{mi}) = -\lambda \left(\partial t / \partial n \right)_{n=0} \quad (10.42)$$

Тут λ - коефіцієнт теплопровідності тіла; n - відстань від поверхні за внутрішньою нормаллю до неї. Переписавши останнє рівняння у вигляді

$$\left(\partial t / \partial n \right)_{n=0} = -\alpha (t_{cm} - t_{mi}) / \lambda, \quad (10.43)$$

отримаємо математичний вигляд граничних умов третього роду.

Після рішення диференціального рівняння теплопровідності разом з умовами однозначності знаходять температурне поле, а на основі закону Фур'є - відповідні теплові потоки. Зауважимо, що аналітичне рішення даної задачі можливе лише для тіл правильної геометричної форми і при достатньо простих умовах однозначності. В інших випадках такі задачі вирішуються чисельними або експериментальними методами.

10.6. Теплопровідність при стаціонарному режимі одношарової та багатошарових плоских стінок

Теплопровідність плоскої стінки при граничних умовах першого роду. Розглянемо однорідну плоску стінку товщиною δ , рис. 10.3, для якої правдивим є рівняння (10.40).

Інтегрування цього рівняння дає

$$dt/dx = C_1. \quad (10.44)$$

Друге інтегрування дає залежність

$$t = C_1 x + C_2. \quad (10.45)$$

Постійні інтегрування C_1 і C_2 знаходимо, виходячи з граничних умов: при $x = 0$, $t = t_{cm1}$, тоді $C_2 = t_{cm1}$; при $x = \delta$, $t = t_{cm2} = C_1 \delta + t_{cm1}$, звідки $C_1 = -(t_{cm1} - t_{cm2}) / \delta$.

Підставивши значення C_1 і C_2 в рівняння (10.45), отримаємо розподіл температури за товщиною стінки:

$$t = t_{cm1} - (t_{cm1} - t_{cm2})x / \delta. \quad (10.46)$$



Якщо відлік надлишкової температури на стінці вести від найменшої заданої температури t_{cm2} , то рівняння (10.45) зводиться до безрозмірного вигляду.

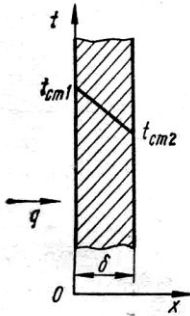


Рис. 10.3. Однорідна плоска стінка

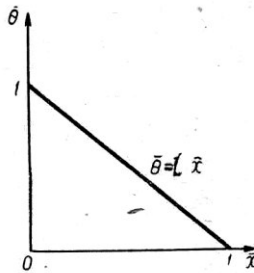


Рис. 10.4. Безрозмірне поле температур в плоскій стінці

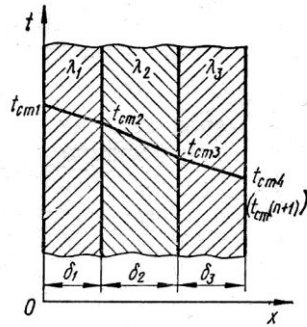


Рис. 10.5. Багатошарова плоска стінка

Позначивши поточну надлишкову температуру стінки $\vartheta = t - t_{cm2}$, а найбільшу надлишкову температуру (повний температурний напір) $\vartheta_o = t_{cm1} - t_{cm2}$, з рівняння (9.13) одержимо

$$t - t_{cm2} = t_{cm1} - t_{cm2} - (t_{cm1} - t_{cm2})x/\delta.$$

або

$$\vartheta = \vartheta_o - \vartheta_o x/\delta.$$

Переходячи до безрозмірної надлишкової температури $\bar{\theta} = \vartheta/\vartheta_o$ і координати $\bar{x} = x/\delta$, запишемо рівняння температурного поля в безрозмірному вигляді

$$\bar{\theta} = 1 - \bar{x}. \quad (10.47)$$

З рівняння (10.47) випливає, що розподіл температури в стінці представляється єдиною прямою для любых заданих значень t_{cm1} , t_{cm2} і δ , рис. 10.4.

Для визначення щільності теплового потоку, який проходить через стінку в напрямку осі Ox , скористаємося законом Фур'є, згідно якого $q = -\lambda dt/dx$. Враховуючи, що

$$dt/dx = C_1 = -(t_{cm1} - t_{cm2})/\delta, \quad (10.48)$$

отримаємо

$$q = \lambda (t_{cm1} - t_{cm2})/\delta. \quad (10.49)$$



Загальна кількість теплоти, яка передається через поверхню стінки площею F за час τ ,

$$Q_{\tau} = \lambda (t_{cm1} - t_{cm2}) F \tau / \delta. \quad (10.50)$$

Відношення λ/δ називається *тепловою провідністю стінки*, зворотна величина $R_{\lambda} = \delta/\lambda$ - її *внутрішнім термічним опором*. При лінійній залежності $\lambda = f(t)$ в рівняннях (10.49) і (10.50) замість λ необхідно підставляти $\lambda_{сер}$, яке знаходиться для середньої арифметичної температури стінки $t_{сер} = 0,5 (t_{cm1} + t_{cm2})$.

Розглянемо теплопровідність багат шарової плоскої стінки, яка складається з однорідних шарів, рис. 10.5. Коефіцієнт теплопровідності кожного шару дорівнює відповідно $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$; товщини шарів $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \dots, \delta_n$. На границі розділу двох шарів виникає контактний термічний опір, що обумовлено нещільним стиканням шарів. Для спрощення задачі рахуємо його рівним нулю, а температури в місці стикання шарів однаковими.

При стаціонарному режимі кількість підведеної до стінки і відведеної від неї теплоти повинно бути однаковим. Звідси випливає рівність теплових потоків, які проходять через кожний шар стінки. На основі (10.49) маємо:

$$q = \lambda_1 (t_{cm1} - t_{cm2}) / \delta_1, \quad q = \lambda_2 (t_{cm2} - t_{cm3}) / \delta_2, \quad q = \lambda_n (t_{cmn} - t_{cm(n+1)}) / \delta_n.$$

З цих рівнянь знаходимо температурні напори

$$t_{cm1} - t_{cm2} = q \delta_1 / \lambda_1, \quad t_{cm2} - t_{cm3} = q \delta_2 / \lambda_2, \quad t_{cmn} - t_{cm(n+1)} = q \delta_n / \lambda_n. \quad (10.51)$$

Склавши ліві і праві частини рівнянь (10.51), отримаємо

$$t_{cm1} - t_{cm(n+1)} = q (\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \dots + \delta_n / \lambda_n). \quad (10.52)$$

Звідси щільність теплового потоку

$$q = [t_{cm1} - t_{cm(n+1)}] / (\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \dots + \delta_n / \lambda_n) = \frac{t_{cm1} - t_{cm(n+1)}}{\sum_{i=1}^n (\delta_i / \lambda_i)}, \quad (10.53)$$

де i – номер шару.

Графічно розподіл температур по перерізу багат шарової стінки зображується ломаною лінією, температури на границі стикання шарів знаходять за допомогою рівнянь (10.51) або рівняння

$$t_{cm(k+1)} = t_{cm1} - q \sum_{i=1}^k \delta_i / \lambda_i. \quad (10.54)$$



Для порівняння теплопровідності багат шарової стінки і стінки з однорідного матеріалу введемо поняття *еквівалентного коефіцієнта теплопровідності* $\lambda_{ек}$ багат шарової стінки. Він дорівнює коефіцієнту теплопровідності однорідної стінки, товщина якої Δ відповідає товщині багат шарової стінки $\sum \delta_i$, а внутрішній термічний опір обох стінок однаковий, і визначається виразом

$$\lambda_{ек} = \sum_{i=1}^k \delta_i / \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}. \quad (10.55)$$

10.7. Теплопровідність при стаціонарному режимі циліндричних стінок

Теплопровідність циліндричної стінки при граничних умовах першого роду.

Розглянемо теплопровідність однорідної циліндричної стінки (труби) великої довжини l , коли передачею теплоти з торців стінки можна знехтувати. Труба має внутрішній радіус r_1 і зовнішній r_2 , рис.10.6.

Коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки λ - величина стала. На поверхні стінки задані температури $t_{cm1} = const$ і $t_{cm2} = const$.

Для рішення цієї задачі диференціальне рівняння теплопровідності (10.28) доцільно записати в циліндричній системі координат, скориставшись співвідношеннями, які зв'язують прямокутні і циліндричні координати: $x = r \cos \varphi$; $y = r \sin \varphi$; $z = z$.

Тоді рівняння (10.28) приймає вигляд

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \quad (10.56)$$

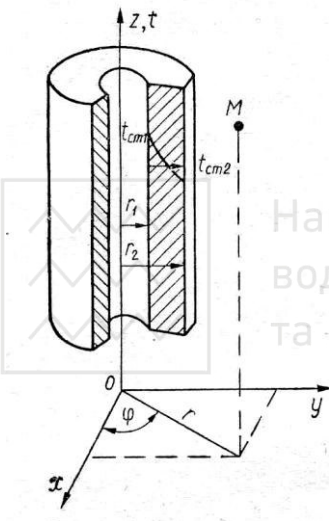


Рис. 10.6. Однорідна циліндрична стінка



У відповідності з заданими умовами однозначності температура стінки змінюється вздовж координати r , тобто $t=f(r)$; тому рівняння (10.56) спрощується і приймає вид

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} = 0. \quad (10.57)$$

Введемо нову змінну $u = dt/dr$. Тоді з рівняння (10.57) випливає

$$du/dr + u/r = 0. \quad (10.58)$$

Помножимо це рівняння на dr/u , тоді

$$du/u + dr/r = 0. \quad (10.59)$$

Інтегрування останнього рівняння дає

$$\ln u + \ln r = \ln C. \quad (10.60)$$

Після потенціювання рівняння (10.60) і переходу до первісної змінної отримаємо

$$u \cdot r = C_1; \quad (dt/dr) r = C_1; \quad (10.61)$$

$$dt = C_1 dr/r.$$

Після інтегрування рівняння (10.61), знайдемо

$$t = C_1 \ln r + C_2. \quad (10.62)$$

Для визначення постійних інтегрування C_1 і C_2 скористаємося граничними умовами: при $r = r_1$ $t = t_{cm1}$, звідки $t_{cm1} = C_1 \ln r_1 + C_2$; при $r = r_2$ $t = t_{cm2}$; так що $t_{cm2} = C_1 \ln r_2 + C_2$. Вирішив цю систему отриманих рівнянь, знайдемо постійні інтегрування

$$C_1 = \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(r_1 / r_2)}; \quad C_2 = t_{cm1} - (t_{cm1} - t_{cm2}) \frac{\ln r_1}{\ln(r_1 / r_2)}.$$

Підставивши значення C_1 і C_2 в рівняння (10.62), одержимо

$$t = \frac{(t_{cm1} - t_{cm2}) \ln r}{\ln(r_1 / r_2)} + t_{cm1} - (t_{cm1} - t_{cm2}) \frac{\ln r_1}{\ln(r_1 / r_2)} =$$

$$= t_{cm1} + (t_{cm1} - t_{cm2}) \frac{(\ln r - \ln r_1)}{\ln(r_1 / r_2)}, \text{ тому остаточно}$$

$$t = t_{cm1} - (t_{cm1} - t_{cm2}) \frac{\ln(r / r_1)}{\ln(r_2 / r_1)}. \quad (10.63)$$

Для визначення теплового потоку, який проходить на ділянці циліндричної поверхні довжиною l , скористаємося законом Фур'є

$$Q = - \lambda (dt/dr) F = - \lambda (dt/dr) \cdot 2\pi r l. \quad (10.64)$$

Візьмемо похідну dt/dr , скориставшись виразом (10.62)



$$dt/dr = -(t_{cm1} - t_{cm2}) \frac{1}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r}. \quad (10.65)$$

Вирішивши спільно рівняння (10.64), (10.65), отримаємо

$$Q = (t_{cm1} - t_{cm2}) \frac{1}{\ln(r_2/r_1)} \cdot 2\pi\lambda l. \quad (10.66)$$

або

$$Q = \frac{2\pi\lambda(t_{cm1} - t_{cm2})}{\ln(d_2/d_1)}. \quad (10.67)$$

Через те, що площі внутрішньої і зовнішньої поверхні циліндричної стінки різні, різними будуть і відповідні щільності теплових потоків. В технічних розрахунках тепловий потік відносять до одиниці довжини циліндричної стінки:

$$q_l = \frac{\pi(t_{cm1} - t_{cm2})}{\frac{1}{2\lambda} \ln(d_2/d_1)}, \quad (10.68)$$

де q_l – лінійна щільність теплового потоку, Вт/м.

В шарах багат шарової циліндричної стінки лінійна щільність теплового потоку q_l не змінюється. Вирішив рівняння (10.68) відносно різниці температур для кожного шару, а потім склавши їх, отримаємо

$$q_l = \frac{\pi(t_{cm1} - t_{cm(n+1)})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1}/d_i)}, \quad (10.69)$$

Величина $\frac{1}{2\lambda} \ln(d_{i+1}/d_i)$ називається *внутрішнім температурним опором* циліндричної стінки (шару). Температура на границі будь-яких двох шарів стінки визначається виразом

$$t_{cm(k+1)} = t_{cm1} - \frac{q_l}{\pi} \sum_{i=1}^k \frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1}/d_i) \quad (10.70)$$

Приклади розв'язання задач

Задача 10.1.

Визначити різницю температур на зовнішній і внутрішній поверхнях сталеві стінки парового котла, який працює при надлишковому тиску $p_{над} = 17$ бар. Товщина стінки котла 20 мм; температура води, яка надхо-



дять у котел, 40°C . З 1 м^2 поверхні нагріву знімається $d = 30 \text{ кг/год}$ сухої насиченої пари. Коефіцієнт теплопровідності сталі $\lambda = 50 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. Барометричний тиск $p_{\text{б}} = 750 \text{ мм рт. ст.}$ Стінку котла вважати плоскою.

Дано:

$p_{\text{нас}} = 17 \text{ бар};$
 $t = 40^{\circ}\text{C};$
 $\delta = 20 \text{ мм} = 0,02 \text{ м};$
 $d = 30 \text{ кг/(год}\cdot\text{м}^2) =$
 $= (30/3600)$
 $\text{кг/(с}\cdot\text{м}^2)$
 $\lambda = 40 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)};$
 $p_{\text{б}} = 750 \text{ мм рт. ст.}$
 $\Delta t = ?;$

Розв'язання

1. Абсолютний тиск пари у котлі
 $p = p_{\text{нас}} + p_{\text{б}} = 17 + 750/750 = 18 \text{ бар}.$
2. За таблицею 7 додатка ентальпія сухої насиченої пари при абсолютному тиску $18 \text{ бар} = 1,8 \text{ МПа}$ становить $h'' = 2796 \text{ Дж/кг}$. Ентальпія води за таблицею 8 додатка при температурі 40°C становить $h' = 167,5 \text{ кДж/кг}.$
3. Щільність теплового потоку $q = (h'' - h') d;$

$$q = (2796 - 167,5)(30/3600) = 21,9 \text{ кВт/м}^2.$$

4. При тепловому градієнті $\text{grad } t = \partial t / \partial n = \Delta t / \delta$ залежність (10.5) набуває вигляду $q = \lambda \partial t / \partial n = \lambda \Delta t / \delta$. Тому різницю температур знаходимо з останнього рівняння $\Delta t = \delta \cdot q / \lambda$; тобто $\Delta t = 0,02 \cdot 21,9 \cdot 10^3 / 40 = 11^{\circ}\text{C}.$

Відповідь: $\Delta t = 11^{\circ}\text{C}.$

Задача 10.2. Визначити кількість теплоти, яка проходить через 1 м^2 стінки котла, якщо її товщина $\delta = 20 \text{ мм}$, коефіцієнт теплопровідності стінки $\lambda = 40 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. Температура зовнішньої поверхні стінки $t_1 = 300^{\circ}\text{C}$ і внутрішньої поверхні $t_2 = 200^{\circ}\text{C}$. Стінку вважати плоскою.

Дано:

$\delta = 20 \text{ мм} = 0,02 \text{ м};$
 $\lambda = 40 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)};$
 $t_1 = 300^{\circ}\text{C};$
 $t_2 = 200^{\circ}\text{C};$
 $q = ?;$

Розв'язання

1. Градієнт теплового потоку
 $\text{grad } t = (t_2 - t_1) / \delta = (200 - 300) / 0,02 = - 5000 \text{ К/м}.$
2. Згідно закону Фур'є (10.5) кількість теплоти, яка приходить на 1 м^2 стінки котла, тобто щільність теплового потоку

$$q = -\lambda \text{ grad } t = - (- 5000) 40 = 200000 \text{ Вт/м}^2 = 0,2 \text{ МВт/м}^2.$$

Відповідь: $q = 0,2 \text{ МВт/м}^2.$

Задача 10.3.

Визначити втрати теплоти горизонтальним трубопроводом із зовнішнім діаметром 57 мм і довжиною 2 м , що проходить всередині приміщення, повітря якого має температуру $t_{\text{нов}} = 20^{\circ}\text{C}$. Температура зовнішньої поверхні трубопроводу $t_{\text{с}} = 120^{\circ}\text{C}$. Коефіцієнт тепловіддачі від стінки до повітря $\alpha = 7,7 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$.

Дано:

$d = 57 \text{ мм} = 0,057 \text{ м};$
 $l = 2 \text{ м};$
 $t_{\text{нов}} = 20^{\circ}\text{C};$
 $t_{\text{с}} = 120^{\circ}\text{C};$

Розв'язання

1. Щільність теплового потоку при тепловіддачі визначаємо за рівнянням Ньютона-Ріхмана (10.7)
 $q = \alpha(t_{\text{с}} - t_{\text{нов}}) = 7,7 (120 - 20) = 7700 \text{ Вт/м}^2.$
2. Втрати теплоти горизонтальним трубопроводом

$$\alpha = 7,7 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}.$$

$$Q = ?;$$

$$Q = qF = q \pi dl = 7700 \cdot 3,14 \cdot 0,057 \cdot 2 = 2756 \text{ Вт.}$$

$$\text{Відповідь: } Q = 2756 \text{ Вт.}$$

Задача 10.4.

Визначити кількість теплоти, яка проходить через 1 м² стінки котла, якщо товщина її $\delta_1 = 15$ мм, коефіцієнт теплопровідності матеріалу $\lambda_1 = 40$ Вт/(м·К), з внутрішньої сторони стінку покриває шар котельного накипу завтовшки $\delta_2 = 2$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda_2 = 0,2$ Вт/(м·К). Температура зовнішньої поверхні $t_1 = 300^\circ\text{C}$ і внутрішньої поверхні накипу $t_3 = 210^\circ\text{C}$. Стінку котла вважати плоскою. Знайти температуру внутрішньої поверхні стінки котла.

Дано:

$$\delta_1 = 15 \text{ мм} = 0,015 \text{ м};$$

$$\lambda_1 = 40 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)};$$

$$\delta_2 = 2 \text{ мм} = 0,002 \text{ м};$$

$$\lambda_2 = 0,2 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)};$$

$$t_1 = 300^\circ\text{C};$$

$$t_3 = 210^\circ\text{C};$$

$$q = ?;$$

Розв'язання

1. За формулою (10.53) щільність теплового потоку

$$q = \frac{t_{cm1} - t_{cm(n+1)}}{\sum_{i=1}^n (\delta_i / \lambda_i)} = \frac{t_1 - t_2}{\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2};$$

$$q = \frac{300 - 210}{0,015 / 40 + 0,002 / 0,2} = 8675 \text{ Вт/м}^2;$$

2. Температуру внутрішньої поверхні сталевих листів (під накипом) визначаємо за формулою (10.54)

$$t_{cm(k+1)} = t_{cm1} - q \sum_{i=1}^k \delta_i / \lambda_i; \text{ тобто } t_2 = t_1 - q \delta_1 / \lambda_1 = 300 - 8675 \cdot 0,015 / 40 =$$

$$= 300 - 3,25 = 296,75^\circ\text{C}$$

$$\text{Відповідь: } q = 8675 \text{ Вт/м}^2; t_2 = 296,75^\circ\text{C}.$$

Задача 10.5.

Пароперегрівник зроблено з труб жаростійкої сталі діаметром $d_1/d_2 = 32/42$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda = 20$ Вт/(м·К). Температура зовнішньої поверхні труби $t_3 = 600^\circ\text{C}$ і внутрішньої поверхні $t_6 = 420^\circ\text{C}$. Визначити лінійну щільність теплового потоку q_l .

Дано:

$$d_1/d_2 = 32/42 \text{ мм}$$

$$\lambda = 20 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)};$$

$$t_3 = 600^\circ\text{C};$$

$$t_6 = 420^\circ\text{C};$$

$$q_l = ?;$$

Розв'язання

1. Лінійну щільність теплового потоку визначаємо за формулою (10.68), яка для заданих умов набуває вигляду

$$q_l = \frac{\pi(t_3 - t_6)}{\frac{1}{2\lambda} \ln(d_2 / d_1)} = \frac{3,14(600 - 420)}{\frac{1}{2 \cdot 20} \ln \frac{42}{32}} = 83142 \text{ Вт/м.}$$

$$\text{Відповідь: } q_l = 83142 \text{ Вт/м.}$$

Задача 10.6.

Паропровід діаметром $d_1/d_2 = 150/160$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda_1 = 45$ Вт/(м·К) покрито шаром теплової ізоляції завтовшки $\delta =$

80 мм. Коефіцієнт теплопровідності ізоляції $\lambda_2 = 0,08$ Вт/(м·К). Температура на внутрішній поверхні паропроводу $t_1 = 500$ °С, на зовнішній поверхні ізоляції $t_3 = 60$ °С. Знайти теплові втрати з 1 м паропроводу і температуру на зовнішній поверхні труби (під ізоляцією).

Дано:

$$d_1/d_2 = 150/160 \text{ мм}$$

$$\lambda_1 = 45 \text{ Вт/(м·К);}$$

$$\delta = 80 \text{ мм;}$$

$$\lambda_2 = 0,08 \text{ Вт/(м·К);}$$

$$t_1 = 500^\circ\text{C;}$$

$$t_3 = 60^\circ\text{C;}$$

$$q_l = ?; t_2 = ?.$$

Розв'язання

1. Лінійну щільність теплового потоку визначаємо за формулою (10.69), яка для заданих умов набуває вигляду

$$q_l = \frac{\pi(t_1 - t_3)}{\frac{1}{2\lambda_1} \ln(d_2/d_1) + \frac{1}{\lambda_2} \ln(d_3/d_2)};$$

$$q_l = \frac{3,14(500 - 60)}{\frac{1}{2 \cdot 45} \ln \frac{160}{150} + \frac{1}{2 \cdot 0,08} \ln \frac{160 + 2 \cdot 80}{160}} = 318,86 \text{ Вт/м.}$$

2. Температуру на зовнішній поверхні труби паропроводу знаходимо за рівнянням (10.70)

$$t_2 = t_1 - \frac{q_l}{2\pi} \cdot \frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} = 500 - \frac{318,86}{2 \cdot 3,14} \cdot \frac{1}{45} \cdot \ln \frac{160}{150} = 500 - 0,073 \approx 500^\circ\text{C}.$$

Відповідь: $q_l = 318,86$ Вт/м; $t_2 = 500$ °С.

Задача 10.7.

Скільки необхідно спалити вугілля в печі, ККД якої $\eta = 70\%$, щоб покрити втрати тепла за добу через цегляну стінку площею $F = 40$ м² товщиною

$\delta = 0,25$ м, якщо температура внутрішньої поверхні стінки $t_1 = 20^\circ\text{C}$, а зовнішньої $t_2 = -10^\circ\text{C}$. Нижча теплотворна здатність вугілля $Q_n^p = 19000$ кДж/кг, а коефіцієнт теплопровідності цегляної стінки $\lambda = 0,575$ Вт/(м·К).

Дано:

$$\eta = 70\%;$$

$$F = 40 \text{ м}^2;$$

$$\delta = 0,25 \text{ м;}$$

$$Q_n^p = 19000$$

$$\text{кДж/кг;}$$

$$t_1 = 20^\circ\text{C;}$$

$$t_2 = -10^\circ\text{C;}$$

$$\lambda = 0,575 \text{ Вт/(м·К).}$$

$$G = ?;$$

Розв'язання

1. За формулою (10.53) щільність теплового потоку

$$q = \frac{t_{cm1} - t_{cm(n+1)}}{\sum_{i=1}^n (\delta_i / \lambda_i)} = \frac{t_1 - t_2}{\delta / \lambda} = \frac{20 - (-10)}{0,25 / 0,575} = 69 \text{ Вт/м}^2;$$

2. Складаємо рівняння теплового балансу

$$G Q_n^p \eta 10^3 = q F \cdot 24 \cdot 3600, \text{ звідки}$$

$$G = \frac{q F \cdot 24 \cdot 3600}{Q_n^p \eta 10^3} = \frac{69 \cdot 40 \cdot 24 \cdot 3600}{19000 \cdot 0,7 \cdot 10^3} = 17,93 \text{ кг.}$$

Відповідь: $G = 17,93$ кг.



Контрольні питання

1. В чому полягають механізми переносу теплоти теплопровідністю, конвекцією і випромінюванням?
2. Що таке складний теплообмін?
3. Як зв'язані густина теплового потоку q і витрата теплоти Q ?
4. Що таке стаціонарне і нестаціонарне температурне поле ?.
5. Що таке ізотермічна поверхня і градієнт температур ?.
6. Як визначаються тепловий потік при теплопровідності, конвективній тепловіддачі і тепловому випромінюванні?
7. Яка роль крайових умов при рішенні задач теплообміну?
8. Що розуміється під подібністю фізичних явищ?
9. Що таке числа подібності і які їх властивості?
10. Як формулюються три теореми подібності?
11. Що називається визначальною температурою і визначальним геометричним розміром?
12. Якими диференціальними рівняннями описується явище теплообміну?
13. Перерахуйте крайові умови для задач теплопровідності і теплообміну.
14. Дайте визначення подібності фізичних явищ.
15. Що називається коефіцієнтом теплопровідності? Як він залежить від температури?
16. Які межі зміни теплопровідності для газів, рідин і твердих тіл?
17. Які існують види граничних умов для задач теплопровідності?
18. Що розуміється під температурним полем і щільністю теплового потоку?
19. Як визначаються температури на границі шарів багатошарової плоскої стінки?
20. Що називається лінійною щільністю теплового потоку циліндричної стінки?



11. КОНВЕКТИВНИЙ ТА ПРОМЕНЕВИЙ ТЕПЛОБМІН. ТЕПЛОБМІННІ АПАРАТИ

11.1. Фізична суть процесу конвективного теплообміну

Фізичні особливості процесу тепловіддачі. Явище конвективного перенесення теплоти спостерігається лише в рухомих середовищах. За природою виникнення розрізняють вільний і вимушений рух.

Рух рідини може бути ламінарним і турбулентним. При *ламінарному* режимі частинки рідини рухаються пошарово і не перемішуються. *Турбулентний* режим характеризується безперервним перемішуванням усіх шарів рідини. Ламінарний режим переходить в турбулентний при критичних числах Рейнольдса. Режим течії рідини, який знаходиться між ламінарним і турбулентним, називається *перехідним*.

При будь-якому режимі руху частинки рідини, які безпосередньо прилягають до твердої поверхні, як би прилипають до неї. В результаті поблизу поверхні під дією в'язкого тертя утворюється тонкий шар загальмованої рідини. В цьому шарі швидкість рідини змінюється від нуля на поверхні тіла до швидкості незбуреного потоку (на віддалі від тіла). Цей шар загальмованої рідини отримав назву *динамічного пограничного (примежового) шару*.

На рис 11.1 показана схема утворення динамічного пограничного шару при обтіканні плоскої поверхні потоком рідини з постійною швидкістю w_0 .

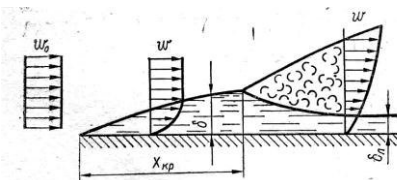


Рис. 11.1 Схема утворення динамічного пограничного шару

На початковій ділянці поверхні течія рідини ламінарна. По мірі віддалення від вхідної крайки товщина пограничного шару δ зростає, тому що з проходженням вздовж поверхні в'язкість рідини все більше впливає на незбурений потік. Зростання товщини пограничного шару призводить до зменшення його стійкості. На відстані $x_{кр}$ від вхідної крайки він переходить в турбулентний. При

граничного шару призводить до зменшення його стійкості. На відстані $x_{кр}$ від вхідної крайки він переходить в турбулентний. При



цьому біля поверхні стінки утворюється ламінарний пограничний шар δ_t . Аналогічно поняттю динамічного пограничного шару введено поняття *теплого пограничного шару* – прилеглої до твердої поверхні області, в якій температура рідини змінюється від температури стінки t_{cm} до температури на віддалі від тіла $t_{pid} = t_{mn}$.

Інтенсивність переносу теплоти залежить від режиму руху рідини в пограничному шарі. При турбулентному пограничному шарі перенос теплоти в напрямку стінки обумовлений турбулентним перемішуванням рідини. Проте безпосередньо біля стінки, в ламінарному підшарі, теплота буде переноситися теплопровідністю.

Як відзначалося раніше, процес тепловіддачі прийнято описувати рівнянням Ньютона-Ріхмана

$$Q = \alpha (t_{mn} - t_{cm}) F. \quad (11.1)$$

Для густини теплового потоку воно записується так (10.7):

$$q = \alpha (t_{mn} - t_{cm}) = \alpha \Delta t. \quad (11.2)$$

Коефіцієнт тепловіддачі. Рівняння (11.1) і (11.2) не відображають в явному вигляді впливу всієї різноманітності факторів на інтенсивність тепловіддачі, які повинні враховуватися коефіцієнтом тепловіддачі α . З диференціального рівняння тепловіддачі (10.32) випливає, що

$$\alpha = \frac{\lambda}{\Delta t} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (11.3)$$

В першому наближенні градієнт температури в тепловому пограничному шарі виражається так:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0} \approx \frac{t_{mn} - t_{cm}}{\delta_T}, \quad (11.4)$$

де δ_T – товщина турбулентного пограничного шару; і $\Delta t = t_{mn} - t_{cm}$.

Тоді коефіцієнт тепловіддачі визначається співвідношенням

$$\alpha \approx \lambda / \delta_T. \quad (11.5)$$

В загальному випадку коефіцієнт тепловіддачі залежить від геометричної форми Φ і розмірів l поверхні теплообміну, теплофізичних характеристик рідини (коефіцієнта теплопровідності λ , теплоємності c , кінематичної в'язкості ν , густини ρ , коефіцієнта об'ємного розширення β), швидкості руху рідини w , температурних умов і природи виникнення руху тощо



$$\alpha = f(\Phi, l, \lambda, c, \nu, \rho, \beta, w, t_{cm}, t_{mi}). \quad (11.6)$$

Суттєво впливає на коефіцієнт тепловіддачі наявність фазових переходів в середовищі (кипіння, конденсація), отже в рівняння для визначення коефіцієнтів тепловіддачі повинні входити і інші фізичні параметри процесу.

Значення коефіцієнта тепловіддачі α [Вт/(м² К)] змінюється в таких межах:

Вільна конвекція в газах	5...30
Те ж у воді	10 ² ...10 ³
Вимушена конвекція в газах	10...500
Те ж у воді	500...10 ⁴
Теплообмін при зміні агрегатного стану води (кипіння, конденсація)	10 ³ ...10 ⁵

Задача аналітичного визначення коефіцієнта тепловіддачі значно спрощується при використанні теорії пограничного шару. В основі цієї теорії лежить *гіпотеза Прандтля*, згідно якої сили в'язкості грають суттєву роль тільки в межах пограничного шару, а в решті потоку ними можливо знехтувати.

Кількісне співвідношення між тертям і тепловіддачею знаходять, користуючись *аналогією Рейнольдса*. Суть її полягає в тому, що перенесення теплоти і кількості руху мають однакову природу і здійснюються матеріальними частинками, які, переміщуючись поперек потоку, переносять одночасно теплоту і кількість руху. Рейнольдс показав, що для турбулентного потоку рідини допустимо застосовувати вирази, які аналогічні закону Фур'є (для переносу теплоти) і закону Ньютона (для переносу кількості руху), але в них замість величин λ і μ повинні фігурувати коефіцієнт турбулентної теплопровідності λ_T і коефіцієнт турбулентної в'язкості μ_T , які залежать від гідродинаміки потоку, а саме від числа Рейнольдса.

11.2. Моделювання тепловіддачі

Моделюванням називається метод експериментального вивчення явища на моделі натурного об'єкта. Щоб процеси в моделі і об'єкті були подібні, необхідно виконати умови подібності:



- 1) моделювати можна тільки якісно однакові процеси, тобто такі, які мають однакову фізичну природу і описуються однаковими диференціальними рівняннями;
- 2) умови однозначності повинні бути однаковими у всьому, крім чисельних значень постійних, які вміщуються в цих умовах, в тому числі потрібна геометрична подібність об'єкту і моделі.;
- 3) однойменні критерії подібності для моделі і об'єкту повинні мати однакові чисельні значення.

При вимушеному русі рідини інтенсивність тепловіддачі в значній степені залежить від характеру течії рідини, що визначається числом Рейнольдса. Тому при моделюванні повинна бути дотримана рівність цих чисел, тобто $Re' = Re''$. Тут одним штрихом відмічені значення, які відносяться до натурного зразка, двома – до моделі. З зазначеної рівності випливає такий індикатор моделювання

$$c_w c_l / c_v = 1, \quad (11.7)$$

де $c_w = w'/w''$, $c_l = l'/l''$, $c_v = v'/v''$ – відповідні множники перетворення (масштаби моделювання).

Якщо при моделюванні використовується одна і та ж рідина, то $v' = v''$ і $c_v = 1$. Нехай, наприклад, геометричні розміри моделі в 10 разів менші натурного зразка, тобто $c_l = 10$. Тоді із співвідношення (11.7) $c_w = 0,1$ і $w' = 0,1 w''$, тобто швидкість рідини в моделі повинна бути в 10 разів більшою, ніж в натурному зразку.

В деяких випадках здійснити повне моделювання практично неможливо. Тоді застосовують *наближене моделювання*, яке базується на автономності процесу. Сутність явища автономності полягає в тому, що зміна певного критерію в певних межах не впливає на проходження процесу; тому необхідність дотримання рівності цього критерію для моделі і натурного зразка не потрібне.

Досвід показує, що залежність між числами подібності в певних межах зміни аргументу може бути представлена в вигляді степеневої функції. Так, при вимушеній течії рідини

$$Nu = c Re^n Pr^m. \quad (11.8)$$

де коефіцієнт c і показники n , m визначаються експериментально.



11.3. Теплопередача

Теплопровідність плоскої стінки при граничних умовах третього роду. Передачу теплоти від одного теплоносія до другого (рідині, газу) через роздільну тверду стінку називають *теплопередачею*.

Особливості протікання процесу на границях стінки при теплопередачі визначаються граничними умовами третього роду, які характеризуються температурами рідини по обидві сторони стінки, а також відповідними коефіцієнтами тепловіддачі. У випадку радіаційно-конвективного теплообміну коефіцієнт тепловіддачі визначається формулою

$$q = \alpha_{рк}(t_{cm} - t_{m.n}) = (\alpha + \alpha_{вип})(t_{cm} - t_{m.n}), \quad (11.9)$$

де

$$\alpha_{вип} = \frac{\varepsilon \sigma_o [(T_{cm}/100)^4 - (T_{m.n}/100)^4]}{t_{cm} - t_{m.n}} \quad (11.10)$$

$\alpha_{вип}$ - поправка на теплообмін випромінюванням. Тут ε - степінь

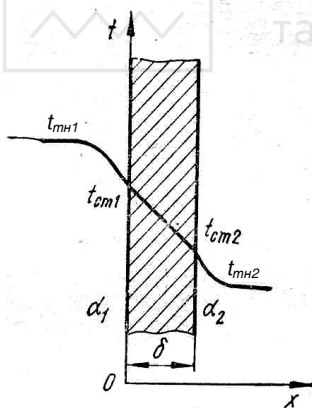


Рис. 11.2. Теплопередача через плоску стінку

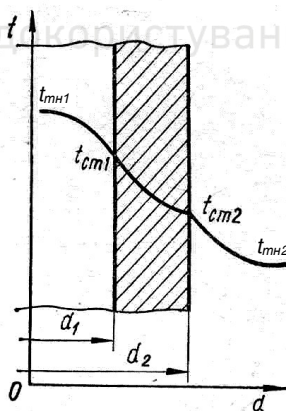


Рис. 11.3. Схема розподілу теплопередачі через циліндричну стінку

чорноти тіла, яка залежить від його фізичних властивостей. Для крапельних рідин $\alpha_{вип} = 0$.

Плоска стінка. Розглянемо процес теплопередачі через одно-рідну плоску стінку товщиною δ , рис. 11.2. Задані коефіцієнт теп-

теплопровідності стінки λ , температури рідин (теплоносіїв) t_{m1} і t_{m2} , коефіцієнти тепловіддачі α_1 і α_2 . Необхідно знайти тепловий потік від гарячої рідини до холодної і температури на поверхні стінки t_{cm1} , t_{cm2} . Щільність теплового потоку від гарячої рідини до стінки визначається рівнянням $q = \alpha_1 (t_{m1} - t_{cm1})$.

При стаціонарному режимі цей же тепловий потік передається теплопровідністю через тверду стінку

$$q = \lambda(t_{cm1} - t_{cm2})/\delta$$

І далі цей потік передається від другої поверхні до холодної рідини тепловіддачею

$$q = \alpha_2 (t_{cm2} - t_{m2})$$

Переписавши три останніх рівняння у вигляді

$$t_{m1} - t_{cm1} = q/\alpha_1; \quad t_{cm1} - t_{cm2} = q\delta/\lambda; \quad t_{cm2} - t_{m2} = q/\alpha_2.$$

і склавши їх, отримаємо

$$t_{m1} - t_{m2} = q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2)$$

Звідси

$$q = k(t_{m1} - t_{m2}), \quad (11.11)$$

де

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \quad (11.12)$$

Величина k називається *коефіцієнтом теплопередачі*, який характеризує кількість теплоти, що проходить через одиницю поверхні стінки в одиницю часу при різниці температур між гарячим і холодним середовищем в 1 К. В одиницях СІ він виражається в ватах на квадратний метр-кельвін. [Вт/(м²·К)]. Величина, зворотна коефіцієнту теплопередачі, називається *термічним опором*.

$$R = 1/k = 1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2 = R_{\alpha1} + R_{\lambda} + R_{\alpha2}. \quad (11.13)$$

Сума величин $R_{\alpha1} = 1/\alpha_1$ і $R_{\alpha2} = 1/\alpha_2$ називається *зовнішнім термічним опором*.

Температури на поверхні однорідної стінки визначаються виразами

$$t_{cm1} = t_{m1} - q/\alpha_1; \quad (11.14)$$

$$t_{cm2} = t_{m1} - q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda). \quad (11.15)$$

Циліндрична стінка. Розглянемо однорідну циліндричну стінку, внутрішній діаметр якої d_1 , зовнішній d_2 , коефіцієнт теплопровідності λ - сталий, рис. 11.3. Задані температури рідин (теплоносіїв) гарячої t_{m1} і холодної t_{m2} , а також відповідні коефіцієнти



тепловіддачі α_1 і α_2 . При усталеному тепловому режимі можна записати для питомої густини на 1 м довжини стінки за формулою (11.2) при $q_l = q\pi d$ і формулою (10.68) :

$$q_l = \alpha_1 \pi d_1 (t_{mnl} - t_{cm1}); \quad q_l = \frac{\pi(t_{cm1} - t_{cm2})}{\frac{1}{2\lambda} \ln(d_2 / d_1)};$$

$$q_l = \alpha_2 \pi d_2 (t_{cm2} - t_{mn2}). \quad (11.16)$$

Тут πd_2 і πd_1 – площі зовнішньої і внутрішньої поверхонь циліндричної стінки довжиною 1 м. Вирішивши ці рівняння відносно різниці температур, а потім склавши отримані рішення, знайдемо

$$q_l = k_l \pi (t_{mnl} - t_{mn2}), \quad (11.17)$$

де

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (11.18)$$

Величина k_l називається *лінійним коефіцієнтом теплопередачі*, який чисельно дорівнює кількості теплоти, яка проходить за одиницю часу через циліндричну стінку довжиною 1 м при різниці температур між гарячою і холодною рідинами в 1 К. Величина, зворотна лінійному коефіцієнту теплопередачі, називається *лінійним термічним опором*:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (11.19)$$

Загальний термічний опір циліндричної стінки складається з зовнішніх опорів $R_{\alpha 1}$ і $R_{\alpha 2}$ і внутрішнього термічного опору R_λ . В випадку багат шарової циліндричної стінки, яка складається з n шарів,

$$R_\lambda = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln(d_{i+1} / d_i). \quad (11.20)$$

Тоді

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \cdot \ln(d_{i+1} / d_i) + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}. \quad (11.21)$$

Температура поверхонь циліндричної стінки визначаються в результаті рішення рівнянь (11.16)



$$t_{cm1} = t_{mnl} - \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \quad (11.22)$$

$$t_{cm2} = t_{cm1} - \frac{q_l}{\pi 2\lambda} \ln(d_2 / d_1). \quad (11.23)$$

Якщо товщина циліндричної стінки мала в порівнянні з її діаметром, то для розрахунку теплопередачі можна скористатися спрощеною формулою. Запишемо вираз q_l в такому вигляді:

$$q_l = k\pi d_l(t_{mnl} - t_{mn2}), \quad (11.24)$$

де πd_l – площа внутрішньої поверхні стінки довжиною 1 м.

На основі виразів (11.17), (11.18) і (11.24) маємо

$$k = \frac{k_l}{d_1} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (11.25)$$

Для тонкостінного циліндра $d_2/d_1 \rightarrow 1$. В цьому випадку $\ln(d_2/d_1) =$

$d_2/d_1 - 1 = (d_2 - d_1)/d_1 = 2\delta/d_1$ і вираз (11.25) приймає вигляд

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \quad (11.26)$$

Тепловий потік, що передається через циліндричну стінку,

$$Q = q_l l = k\pi d_l(t_{mnl} - t_{mn2}) l = kF\Delta t, \quad (11.27)$$

де коефіцієнт теплопередачі k розраховується за формулою (11.26), як і для плоскої стінки; $F = \pi d_l l$ – площа поверхні стінки; Δt – температурний напір. Формула (11.27) застосовується для циліндричної стінки при $d_2/d_1 \leq 1,8$.

11.4. Тепловіддача при поздовжньому обтіканні плоскої поверхні вимушеним потоком рідини

Виходячи з теорії динамічного пограничного шару, отримано залежність для середнього коефіцієнта тепловіддачі

$$\bar{\alpha} = 0,66 \frac{\lambda}{l} \left(\frac{wl}{v} \right)^{0,5} Pr^{0,43}, \quad (11.28)$$

що призводить до рівняння

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} l}{\lambda} = 0,66 Re^{0,5} Pr^{0,43}. \quad (11.29)$$



Це рівняння добре збігається з експериментальними даними.

В реальних умовах коефіцієнт тепловіддачі залежить від напрямку теплового потоку і обумовлено це неоднаковими температурами рідини біля пластини (при нагріванні $t_{cm} > t_{mn}$, при охолодженні $t_{cm} < t_{mn}$), а також залежністю теплофізичних властивостей рідини від температури. Внаслідок цього, коефіцієнт тепловіддачі крапельних рідин при нагріванні більший, ніж при охолодженні.

Вплив зазначеного фактора враховується множителем $(Pr_{mn}/Pr_{cm})^{0,25}$, де Pr_{cm} відноситься до рідини при температурі стінки. Для процесу нагрівання цей множник більший одиниці, для процесу охолодження – менший одиниці.

Остаточно розрахункове рівняння для тепловіддачі при течії рідини вздовж пластини і наявності ламінарного пограничного шару ($Re \leq 4 \cdot 10^4$) приймає вигляд

$$Nu = 0,66 Re^{0,5} Pr^{0,43} (Pr_{mn}/Pr_{cm})^{0,25}. \quad (11.30)$$

Теоретичні і експериментальні дослідження дозволили отримати наступне розрахункове рівняння для тепловіддачі при наявності турбулентного пограничного шару ($Re > 4 \cdot 10^4$):

$$Nu = 0,037 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{mn}/Pr_{cm})^{0,25}. \quad (11.31)$$

В рівняннях (11.30) і (11.31) в якості визначальної температури прийнята температура рідини на віддалі від пластини, в якості визначального розміру – довжина пластини в напрямку потоку. Індеси „*mn*” і „*cm*” означають, що фізичні властивості вибрані відповідно за температурою рідини (теплоносія) і температурою стінки (пластини).

11.5. Тепловіддача при вимушеній течії рідини в трубах і каналах

При течії рідини всередині труб (каналу) товщина динамічного пограничного шару, який утворюється по периметру труби, поступово зростає і на деякій відстані від входу в трубу шари зникають. Починаючи з цього місця тертя впливає на все поле руху рідини і її течія стабілізується.

Узагальненою характеристикою, яка визначає режим течії рідини в трубах, є критерій Рейнольдса: $Re = wd/v$. При $Re \leq 2300$ режим течії *ламінарний*, при $Re > 10^4$ встановлюється *стійкий турбулентний режим*. Режим течії в області $2300 < Re < 10^4$ назива-

ється *перехідним*. В цьому випадку в потоці мають місце як ламінарні так і турбулентні режими.

В ламінарному режимі в будь-якому перерізі стабілізованого потоку розподіл швидкостей

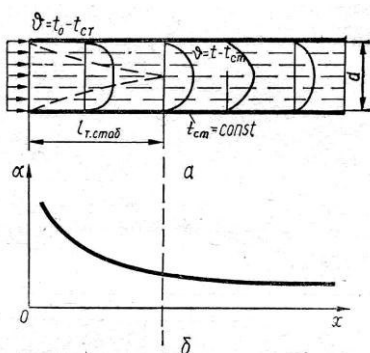


Рис. 11.4. Схема ділянки теплової стабілізації потоку

представляє собою квадратичну параболу. При цьому середня швидкість рідини дорівнює половині максимальної, яка приходить на вісь потоку. При турбулентному режимі основна зміна швидкості відбувається у в'язкому підшарі, а в ядрі потоку швидкість рідини по усьому перерізу практично однакова. Початкова ділянка каналу, в якій встановлюється стабілізований

розподіл швидкостей рідини, називається ділянкою гідродинамічної стабілізації.

Поряд з ділянкою гідродинамічної стабілізації існує *ділянка теплової стабілізації* $l_{т.стаб}$, рис. 11.4.

На довжині ділянки $l_{т.стаб}$ теплообмін здійснюється між рідиною і стінкою труби тільки в межах теплового пограничного шару, а в центральній частині потоку зберігається постійна температура, яка дорівнює температурі рідини на вході в трубу. Після замикання теплового пограничного шару в теплообміні починає приймати участь увесь потік рідини.

Довжина ділянки теплової стабілізації при турбулентному режимі

$l_{т.стаб} \approx 50d$, де d – діаметр труби.

Механізм перенесення теплоти від стінки труби до рідини визначається характером течії теплоносія. У випадку ламінарної течії теплота переноситься теплопровідністю. При великій різниці температур в перерізі труби із-за різниці щільностей різних шарів рідини на вимушений рух накладається вільний рух, що призводить до турбулізації потоку.



Вплив вільного руху позначається при $GrPr \geq 8 \cdot 10^5$ (добуток критеріїв Gr і Pr іноді називають критерієм Релея $Pa = GrPr$). Зазначені критерії визначаються за формулами:

$$Gr = \frac{gl^3 \beta \Delta t}{\nu^2}; \quad Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda}; \quad a = \frac{\lambda}{c_p \rho};$$

$$\Delta t = (t_{mi} - t_{cm}); \quad \beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{273 + t}; \quad t = 0,5(t_{cm} + t_{mi}).$$

Відповідний режим течії рідини в трубі називається *в'язкісно-гравітаційним*. Для орієнтовного розрахунку середнього коефіцієнту тепловіддачі в цьому режимі ($Re < 2300$, $GrPr \geq 8 \cdot 10^5$) рекомендують формулу

$$Nu = 0,15 Re^{0,33} Pr^{0,33} (GrPr)^{0,1} (Pr_{mi}/Pr_{cm})^{0,25} \varepsilon_l, \quad (11.32)$$

де в якості визначальної температури прийнята середня температура рідини в трубі, а в якості характерного геометричного розміру – діаметр труби. Коефіцієнт ε_l в формулу (11.32) введений для врахування теплової стабілізації. При $l/d \geq 50$ $\varepsilon_l = 1$, для коротких труб ($l/d < 50$) він має наступні значення:

l/d	1	2	5	10	15	20	30	40
ε_l	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02

При $Re < 2300$ і $GrPr < 8 \cdot 10^5$ режим течії рідини в трубі називається *в'язкісним*. Він характерний для охолоджувачів масла, підігрівників мазуту і інших теплообмінників, які використовують при нагріванні або охолодженні в'язких рідин.

При $Re > 10^4$ настає стабілізований турбулентний рух, коли в потоці рідини переважають сили інерції. Для розрахунку середнього за довжиною труби коефіцієнта тепловіддачі рекомендується наступна формула:

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{mi}/Pr_{cm})^{0,25} \varepsilon_l, \quad (11.33)$$

якою користуються при $Re = 10^4 \dots 5 \cdot 10^6$, $Pr = 0,6 \dots 2500$. За визначальну температуру тут прийнята середня температура рідини. Поправочний коефіцієнт ε_l у випадку коротких труб ($l/d < 50$) вибирається за таблицею 11.1 в залежності від значень l/d і Re . Якщо $l/d \geq 50$, то $\varepsilon_l = 1$.

Для перехідного режиму руху рідини в трубах ($2300 < Re < 10^4$) характерна періодична зміна ламінарної і турбулентної течій. Орієнтовне значення середнього коефіцієнта тепловіддачі в цьому



випадку визначають за формулою (11.33), вводячи в неї поправочний коефіцієнт $\varepsilon_n < 1$, табл. 11.2.

Таблиця 11.1

Значення поправочного коефіцієнта ε_l

$Re \cdot 10^{-4}$	l/d						
	1	2	5	10	20	30	40
1	1,65	1,5	1,34	1,23	1,13	1,07	1,03
2	1,51	1,4	1,27	1,18	1,10	1,05	1,02
5	1,34	1,27	1,18	1,13	1,08	1,04	1,02
10	1,28	1,22	1,15	1,10	1,06	1,03	1,02
100	1,14	1,11	1,08	1,05	1,02	1,02	1,02

Таблиця 11.2

Значення поправочного коефіцієнта ε_n

Re	2300	3000	4000	5000	6000	8000	10000
ε_n	0,40	0,57	0,72	0,81	0,88	0,96	1,00

При течії рідини в зогнутих трубах (змійовиках) коефіцієнт тепловіддачі зростає із-за вторинної циркуляції рідини під дією відцентрових сил. Розрахунок коефіцієнта тепловіддачі в таких трубах виконується за формулами, які отримані для прямих труб, проте знайдене значення коефіцієнта тепловіддачі помножується на поправочний коефіцієнт $\varepsilon_R = 1 + 1,77 d/R$, де d – діаметр труби; R – радіус змійовика.

11.6. Тепловіддача при поперечному обтіканні труб

Поодинокa труба. Процес тепловіддачі при поперечному обтіканні труби характеризується рядом особливостей, які зв'язані з гідродинамікою руху рідини біля поверхні труби. Пограничний шар, що утворюється на поверхні труби, має найменшу товщину в лобовій точці і далі поступово зростає до тих пір, поки не відбудеться відрив і не утвориться вихрова зона, яка охоплює кормову частину труби.

Коефіцієнт тепловіддачі приймає найбільше значення в лобовій частині труби, де товщина пограничного шару мінімальна. Із зростання товщини пограничного шару за периметром труби коефіцієнт тепловіддачі зменшується, досягаючи мінімального значення в точці відриву потоку. В області вихрової зони відбувається

зростання коефіцієнта тепловіддачі за рахунок порушення пограничного шару.

Для розрахунку середнього за периметром труби коефіцієнту тепловіддачі рекомендуються такі формули:

$$\text{при } Re = 5 \dots 10^3 \quad Nu = 0,5 Re^{0,5} Pr^{0,38} (Pr_{mf}/Pr_{cm})^{0,25}; \quad (11.34)$$

$$\text{при } Re = 10^3 \dots 2 \cdot 10^5 \quad Nu = 0,25 Re^{0,6} Pr^{0,38} (Pr_{mf}/Pr_{cm})^{0,25}. \quad (11.35)$$

В якості визначального лінійного розміру тут прийнято зовнішній діаметр труби, а в якості визначальної температури – температуру потоку; швидкість віднесена до самого вузького перерізу каналу. Формули дійсні для випадку, коли кут φ між напрямом потоку рідини і віссю труби, що називається *кутом атаки*, дорівнює 90° .

Пучки труб. В теплообмінних пристроях для збільшення поверхні теплообміну труби збирають в пучки. Застосовуються два види розташування труб в пучках: *коридорне*, рис.11.5а і *шахове*, рис. 11.5б.

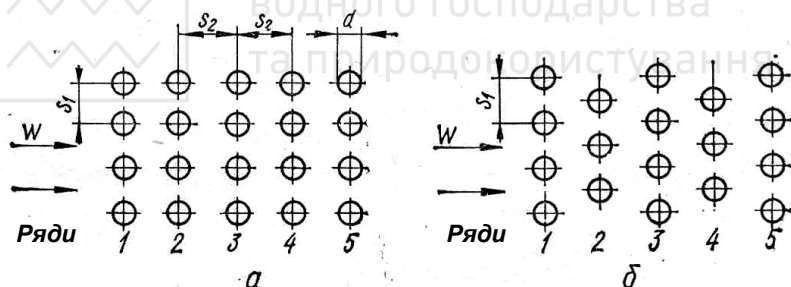


Рис. 11.5. Коридорне (а) і шахове (б) розташування труб в пучках

Параметрами пучка є: поперечний крок S_1 , поздовжній крок S_2 ; зовнішній діаметр труби d , кількість рядів труб в напрямі руху рідини n_1 .

На базі експериментальних досліджень встановлено, що тепловіддача труб другого і третього рядів вища, ніж першого. Причиною тут є зростання турбулентності потоку при проходженні через пучок. Починаючи з третього ряду і далі структура потоку

залишається практично незмінною, тому коефіцієнт тепловіддачі приймає постійне значення.

Середній коефіцієнт тепловіддачі пучка труб при $Re = 10^3 \dots 10^5$ і $\varphi = 90^\circ$ розраховують за формулою

$$Nu = c Re^n Pr^{0,33} (Pr_{min}/Pr_{cm})^{0,25} \varepsilon_s \varepsilon_l. \quad (11.36)$$

Для шахового розташування труб в пучку $c = 0,41$; $n = 0,6$; для коридорного – $c = 0,26$; $n = 0,65$. Поправочний коефіцієнт ε_s введено для врахування відносних кроків S_1/d , S_2/d і у випадку коридорного розташування труб в пучку визначається виразом $\varepsilon_s = (S_2/d)^{-0,15}$; у випадку шахового (при $S_1/S_2 < 2$) – виразом $\varepsilon_s = (S_1/S_2)^{1/6}$, а при $S_1/S_2 \geq 2$ виразом $\varepsilon_s = 1,12$.

Поправочний коефіцієнт ε_l враховує номер ряду труб в пучку. Для першого ряду труб шахового і коридорного розташування $\varepsilon_l = 0,6$; для другого ряду шахового

розташування $\varepsilon_l = 0,7$; коридорного – $\varepsilon_l = 0,9$; для третього і наступних рядів $\varepsilon_l = 1$ як для шахового, так і для коридорного розташування труб в пучку. В якості визначаючої температури в (11.36) прийнята середня температура рідини, в якості визначального геометричного розміру – зовнішній діаметр труби; швидкість рідини визначається в самому вузькому перерізі ряду труб.

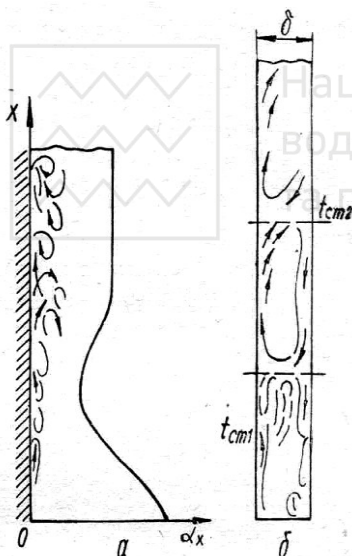


Рис. 11.6. Вільний рух рідини вздовж гарячої вертикальної поверхні (а) і вільна конвекція рідини в обмеженому об'ємі (б)

11.7. Тепловіддача при природній течії рідини

Велику роль в техніці і побуті грають процеси теплообміну при вільному русі рідини, який виникає із-за різниці густини її нагрітих і холодних частин. Характерна картина вільного руху рідини вздовж гарячої вертикальної поверхні показана на рис. 11.6а.



Спочатку товщина нагрітого шару рідини, що рухається, мала і її течія носить ламінарний характер. Поступово в рух захоплюється все більша частина рідини, товщина ламінарного шару зростає, потім він руйнується і виникає турбулентний режим течії рідини. Границя ламінарного і турбулентного режимів течії рідини залежить в основному від температурного напору $\Delta t = t_{cm} - t_{mn}$. Форма поверхні в розвитку руху рідини грає вторинну роль, тут важлива її протяжність. Таким чином, вільним рухом рідини називається такий, при якому розташування і розміри поверхні, що замикає середовище, не впливають на розвиток руху.

Коефіцієнт тепловіддачі при цьому розраховується за наступними формулами:

для горизонтальних труб, якщо $10^3 < GrPr < 10^9$,

$$Nu = 0,5 (GrPr)^{0,25} (Pr_{mn}/Pr_{cm})^{0,25}; \quad (11.37)$$

для вертикальних труб і плит, якщо $10^3 < GrPr < 10^9$

$$Nu = 0,75 (GrPr)^{0,25} (Pr_{mn}/Pr_{cm})^{0,25} \quad (11.38)$$

і

$$Nu = 0,15 (GrPr)^{0,33} (Pr_{mn}/Pr_{cm})^{0,25}, \quad (11.39)$$

якщо $GrPr > 6 \cdot 10^{10}$.

В цих формулах в якості визначальної температури прийнята температура оточуючого середовища, в якості визначального лінійного розміру горизонтальних труб – діаметр, а вертикальних труб і плит – висота.

Формули (11.38) і (11.39) застосовують і до горизонтальних плит, але в цьому разі отриманий коефіцієнт тепловіддачі необхідно збільшити на 30%, якщо поверхня плит направлена вгору, і зменшити на 30%, якщо поверхня плит направлена вниз. В якості визначального розміру береться менша сторона плити.

У вузьких каналах і щілинах із-за обмеженості простору і наявності висхідних, а також низхідних потоків умови вільного руху рідини значно відрізняються від руху її в необмеженому просторі. В цьому випадку середню густину теплового потоку можна розрахувати за формулами теплопровідності, але коефіцієнт теплопровідності середовища необхідно замінити еквівалентним коефіцієнтом теплопровідності, щоб врахувати перенесення теплоти як теплопровідністю, так і конвекцією ($\lambda_{екв} = \varepsilon_k \lambda$). Якщо $GrPr < 10^3$, то $\varepsilon_k = 1$. При $GrPr > 10^3$

$$\varepsilon_k = 0,18 (GrPr)^{0,25}, \quad (11.40)$$



де визначальним розміром є товщина щілини δ , а визначальною температурою – середня температура рідини $\bar{t}_{сер} = 0,5 (t_{cm1} + t_{cm2})$, рис. 11.6б.

11.8. Тепловіддача при кипінні

Кипінням називається процес переходу речовини з рідкого стану в пароподібне, що характеризується появою парової фази в середині рідини, яка нагріта вище температури насичення t_n . Кипіння може відбуватися в усьому об'ємі рідини або на твердій поверхні нагріву; парові бульбашки утворюються в окремих точках поверхні – *центрах пароутворення*, якими можуть слугувати мікроскопічна шорсткість поверхні нагріву, адсорбовані поверхнею бульбашки газу і тверді частинки.

В промислових пристроях спостерігаються два режими кипіння: бульбашковий і плівковий.

При *бульбашковому* кипінні парова фаза утворюється у вигляді окремих парових бульбашок, які періодично зароджуються в центрах пароутворення. Температура рідини поблизу поверхні нагріву при кипінні перевищує температуру насичення t_n . Максимальний перегрів рідини дорівнює температурному напорові $\Delta t = t_{cm} - t_n$.

Парова бульбашка зростає внаслідок підведення теплоти до відкритого діаметру d_o , а потім відривається від поверхні нагріву і спливає, захоплюючи за собою деяку кількість рідини з пристінної області в основний об'єм. Простір, що звільнився на поверхні нагріву, заповнюється рідиною і в центрі пароутворення знову зароджується нова бульбашка.

Цей процес періодично повторюється з певною частотою – частотою відриву парової бульбашки f . Висока інтенсивність тепловіддачі при кипінні зв'язана з турбулізацією пристінного шару рідини паровими бульбашками і масообміном в киплячій рідині, тобто відведенням теплоти пароутворення і перенесенням її разом з паровою фазою в об'єм рідини. Величина $w'' = d_o f$ характеризує середню швидкість зростання парових бульбашок.

При *плівковому* кипінні на поверхні нагріву утворюється парова плівка, яка відокремлює її від маси рідини. Теплота до рідини підводиться через плівку пари в основному шляхом теплопровід-

ності. Теплопровідність пари значно менша, ніж рідини; тому інтенсивність теплообміну при плівковому кипінні в десятки разів нижче, ніж при бульбашковому. При такому кипінні рідина залишається перегрітою лише біля поверхні нагріву, а в решті об'єму температура рідини практично дорівнює або трошки вище температури насичення. Таке кипіння називається *кипінням в насиченій рідині*.

При високій щільності теплового потоку кипіння може проходити і тоді, коли температура основної маси рідини нижча температури насичення. В цьому випадку пароутворення відбувається тільки в пристінному шарі. Утворені бульбашки пари, виходячи з цього шару, частково або повністю конденсуються. Такий процес називається *кипінням не догрітої рідини* і знаходить широке розповсюдження там, де потрібне інтенсивне охолодження нагрітих поверхонь.

Найбільш важливим є *кипіння у великому об'ємі* при вільному русі рідини. На рис 11.7 зображені залежності коефіцієнта тепловіддачі α і поверхневої щільності теплового потоку $q = \alpha \Delta t$ від температурного напору при кипінні

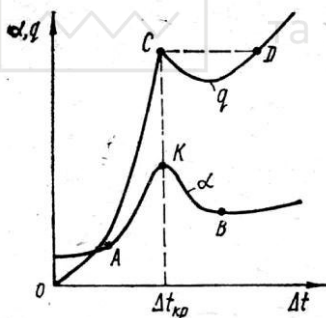


Рис. 11.7. Залежність коефіцієнта тепловіддачі і поверхневої щільності теплового потоку від температурного напору при кипінні води

температурного напору при кипінні води в цих умовах.

При невеликому перегріві в області початкової ділянки кривої $\alpha = f(\Delta t)$ до точки A (для води $\Delta t \approx 5^\circ\text{C}$) тепловий відбір здійснюється в основному конвекцією. Нагріта рідина спливає до вільної поверхні розділу фаз і охолоджується за рахунок випаровування.

З подальшим збільшенням перегріву починається бульбашкове кипіння; число центрів пароутворення зростає, що призводить до збільшення коефіцієнта тепловіддачі. В точці K коефіцієнт тепловіддачі досягає максимального

значення після чого настає *криза кипіння*, при якій докорінно змінюється механізм тепловіддачі. Відповідні значення α і q називаються *критичними*. Для води, яка кипить при атмосферному



тиску $\Delta t_{кр} = 25^\circ\text{C}$; $q_{кр} = 1,45 \text{ МВт/м}^2$; $\alpha_{кр} = 58 \text{ кВт/(м}^2\text{/K)}$. Значення цих величин залежить від тиску.

В області $\Delta t > \Delta t_{кр}$ кількість центрів пароутворення стає настільки великою, що на поверхні нагріву утворюється суцільний паровий шар, який відтісняє рідину від нагрітої стінки, і настає *плівковий режим кипіння*. Область *KB* характеризується нестійкою паровою плівкою, праворуч точки *B* плівкове кипіння стає сталим. Середнє значення коефіцієнта тепловіддачі в області стійкого плівкового кипіння становить $1,2 \text{ кВт/(м}^2\text{/K)}$, а температурний напір може досягати $700 \dots 1000^\circ\text{C}$. Деяке підвищення коефіцієнта тепловіддачі в області $\Delta t > \Delta t_{кр}$ пояснюється переносом теплоти через парову плівку випромінюванням.

Для води в інтервалі тисків $(1 \dots 40) \cdot 10^5 \text{ Па}$ теплообмін при бульбашковому режимі кипіння описується виразом $[\text{Вт/(м}^2\text{·K)}]$

$$\alpha = 38,7 \Delta t^{2,33} p^{0,5}, \quad (11.41)$$

де Δt – температурний напір між рідиною і поверхнею нагріву, $^\circ\text{C}$;
 p – тиск пари над киплячою рідиною, бар.

Теплове навантаження при кипінні

$$q = \alpha \Delta t. \quad (11.42)$$

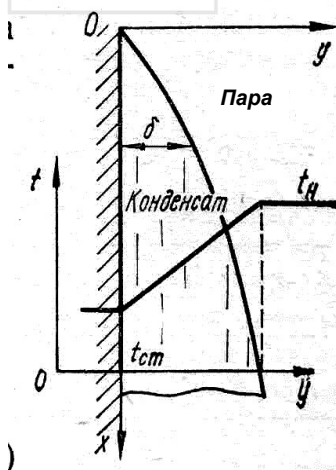


Рис. 11.8. Схема плівкової конденсації пари на вертикальній поверхні

11.9. Тепловіддача при конденсації

Якщо пара торкається поверхні, яка має температуру t_{cm} меншу температури насичення t_n , то вона переходить в рідкий стан, віддаючи поверхні теплоту пароутворення, що виділяється при конденсації. Розрізняють два види конденсації: *крапельну*, при якій конденсат осідає в вигляді окремих крапель, і *плівкову*, при якій на поверхні утворюється суцільна плівка рідини.

При крапельній конденсації водяної пари тепловіддача може бути в багато разів більшою, ніж



при плівковій, через те, що плівка конденсату має великий термічний опір передачі теплоти від пари до стінки. Крапельна конденсація має місце в тих випадках, коли рідина не змащує поверхню теплообміну. Вона може бути викликана штучно за допомогою спеціальних речовин – ліофобізаторів (для водяної пари – гідрофобізаторів). При усталеній роботі конденсаційних пристроїв конденсат, як правило, змащує поверхню теплообміну і на ній відбувається плівкова конденсація пари.

На рис 11.8 показана схема плівкової конденсації пари на вертикальній поверхні, В верхній частині товщина плівки невелика і режим її течії ламінарний. Кількість конденсату, що стікає на поверхні, поступово збільшується, внаслідок чого товщина плівки зростає. На поверхні плівки виникають капілярні хвилі, які зменшують її середню товщину. Перехід від ламінарної до турбулентної течії визначається критерієм Рейнольдса для плівки $Re = 4w\delta/\nu$, де w – середня швидкість плівки в розглядуваному перерізі; δ - товщина плівки; ν - коефіцієнт кінематичної в'язкості рідини. Тут в якості лінійного розміру часто приймають еквівалентний діаметр плівки $d_{екв} = 4F/P = 4\delta b/b = 4\delta$, де F – площа перерізу потоку, P – змочений периметр перерізу δ - товщина плівки, b – ширина плівки. Витрата конденсату на відстані x від верхньої крайки поверхні при її ширині b визначається виразом

$$G = \rho w \delta b. \quad (11.43)$$

Кількість переданої на цій ділянці теплоти

$$Q = \alpha \Delta t x b. \quad (11.44)$$

Кількість конденсату залежить від теплоти, яка передана парою поверхні, і визначається виразом

$$G = Q/r, \quad (11.45)$$

де r – питома теплота пароутворення.

З наведених виразів отримаємо $\alpha \Delta t x b = r \rho w \delta b$, звідки $w \delta = \frac{\alpha \Delta t x}{r \rho}$, а

$$Re = 4 \frac{w \delta}{\nu} = \frac{4 \alpha \Delta t x}{r \rho \nu}. \quad (11.46)$$

Таким чином, число Рейнольдса, окрім звичайної ролі гідродинамічного критерію, є ще і безрозмірною характеристикою інтенсивності теплообміну. Експериментальні дані показують, що при



конденсації нерухомої пари на вертикальній поверхні найбільш вірогідне значення критичного числа Рейнольдса таке: $Re = 1600$.

Інтенсивність теплообміну при конденсації визначається термічним опором плівки конденсату. Вздовж нормалі до ламінарної плівки теплота передається теплопровідністю; через плівку, яка має турбулентну течію, - ще й турбулентними пульсаціями.

При плівковій конденсації сухої насиченої пари у випадку ламінарної течії плівки конденсату на вертикальній поверхні і вертикальних трубах середній по довжині коефіцієнт тепловіддачі визначається за теоретичною формулою Нусельта:

$$Nu = c (K Ga Pr)^{0,25}, \quad (11.47)$$

де $K = r/(c_p \Delta t)$; $Ga = gl^3/\nu^2$; $Pr = \nu/\alpha$. Тут Ga – критерій Галілея.

Величини, що входять в числа подібності рівняння (11.47), ρ , λ , ν , α , c_p характеризують теплофізичні властивості конденсату, тому їх знаходять за середньою температурою плівки $t_{сер} = 0,5 (t_n + t_{cm})$, а теплота пароутворення r визначається за температурою насичення t_n . Для вертикальної стінки і труби $c = 0,943$; $l = H$; а для горизонтальної труби $c = 0,728$; $l = d$.

Рівняння (11.47) описує загальні закономірності процесу тепловіддачі при конденсації і добре збігається з експериментальними даними для випадку ламінарної течії плівки конденсату.

Конденсація пари при наявності в ній повітря і інших газів знижується. Так, наприклад, вміст 1% повітря в водяній парі зменшує теплообмін при конденсації приблизно на 60%. Тому з промислових конденсаторів повітря безперервно відсмоктують.

11.10. Основні поняття і визначення теплообміну випромінюванням

Визначальною особливістю теплового випромінювання є те, що всі тіла постійно генерують енергію випромінювання при будь-якій температурі. В процесі генерації внутрішня енергія тіла, що випромінює, перетворюється в енергію електромагнітних хвиль, які характеризуються довжиною хвилі λ і частотою ν . Носієм енергії є фотони, які мають кількість руху і електромагнітну масу. Розподіл енергії по довжинах хвиль і частотах в спектрі тіла пов'язаний з температурним рівнем і фізичною структурою тіла. Кількість енергії випромінювання з підвищенням температури



зростає. При температурах до 1500°C основна частина енергії від-
повідає інфрачервоному випромінюванню ($\lambda = 0,8 \dots 800 \text{ мкм}$).

При потраплянні на інші тіла енергія випромінювання частко-
во поглинається ними, частково відбивається і частково проходить
крізь тіло. Процес перетворення енергії випромінювання у внутрі-
шню енергію того тіла, що її поглинає, називається поглинанням.
Більшість твердих і рідких тіл випромінює енергію усіх довжин
хвиль в інтервалі від 0 до ∞ , тобто мають суцільний спектр випро-
мінювання. Гази генерують енергію тільки в певних інтервалах
довжин хвиль (селективний спектр випромінювання). Тверді тіла
випромінюють і поглинають енергію поверхнею, а гази об'ємом.

Розглянемо основні характеристики поверхневого (напівсфе-
ричного) випромінювання, при якому випромінювання розповсю-
джується за різними напрямками в межах напівсферичного тілес-
ного кута. Кількість енергії випромінювання, яка переноситься за
одиницю часу через довільну поверхню, називається *поток*
випромінювання.

Розрізняють *монохроматичний* потік випромінювання Q_{λ} , який
відповідає достатньо вузькому інтервалу довжин хвиль і який мо-
жна характеризувати даним значенням довжини хвилі λ , і *інтегра-*
льний потік випромінювання Q , що відповідає всьому спектру ви-
промінювання в межах від 0 до ∞ . Потік випромінювання, який
проходить через одиницю поверхні, називається *поверхневою*
щільністю потоку випромінювання. Поверхнева щільність потоку
інтегрального випромінювання $E = dQ/dF$, звідки $Q = \int_F E dF$.

Якщо значення E у всіх елементах поверхні однакове, то

$$Q = EF. \quad (11.48)$$

Поверхнева щільність потоку монохроматичного випроміню-
вання

$E_{\lambda} = dQ_{\lambda}$ і зв'язана з густиною потоку інтегрального випроміню-
ванням співвідношенням $E_{\lambda} = dE/d\lambda$, або

$$E = \int_{\lambda=0}^{\infty} E_{\lambda} d\lambda. \quad (11.49)$$

Кожне тіло не тільки випромінює, але й поглинає променеву
енергію. З усієї кількості променевої енергії, що падає на тіло $E_{\text{пад}}$
($Q_{\text{пад}}$), частина її



$E_{\text{погл}}$ ($Q_{\text{погл}}$) поглинається, частина $E_{\text{відб}}$ ($Q_{\text{відб}}$) відбивається і частина $E_{\text{пр}}$ ($Q_{\text{пр}}$) проходить крізь тіло. Отже

$$E_{\text{пад}} = E_{\text{погл}} + E_{\text{відб}} + E_{\text{пр}}; \quad Q_{\text{пад}} = Q_{\text{погл}} + Q_{\text{відб}} + Q_{\text{пр}};$$

Позначимо

$$\frac{E_{\text{погл}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{Q_{\text{погл}}}{Q_{\text{пад}}} = A; \quad \frac{E_{\text{відб}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{Q_{\text{відб}}}{Q_{\text{пад}}} = R; \quad \frac{E_{\text{пр}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{Q_{\text{пр}}}{Q_{\text{пад}}} = D,$$

де A , R , D – поглинаюча, відбивальна і пропускна здатність тіла відповідно. Тоді $A + R + D = 1$. Безрозмірні величини A , R , D – відповідно називаються коефіцієнтами поглинання, відбиття і проникнення.

Якщо тіло поглинає усі промені, що на нього падають, тобто $A = 1$, а $R = 0$ і $D = 0$, то воно називається *абсолютно чорним*. Якщо вся енергія, що падає на тіло, відбивається, то $R = 1$, а $A = 0$ і $D = 0$. Якщо при цьому відбиття підкоряється законам геометричної оптики, то тіло називається *дзеркальним*. При дифузійному відбитті, коли відбита променева енергія розсіюється по усіх напрямках, то тіло називається *абсолютно білим*. Якщо $D = 1$, а $A = 0$ і $R = 0$, то тіло пропускає всі промені, що потрапляють на нього, і називається *абсолютно прозорим* або *деатермічним*. Якщо $A < 1$ – тіло сіре. В природі абсолютно чорних, білих і прозорих тіл не існує. Так, наприклад, рідини можуть бути прозорими для світлових променів і завжди непрозорі для теплових. Білий папір добре відбиває видимі промені, але поглинає інфрачервоні. Віконне скло

прозоре для світлових променів і майже не прозоре для ультрафіолетових і інфрачервоних. Тіло, яке приймає участь у випромінюванні, крім власного випромінювання, що визначається температурою і властивостями тіла, відбиває променеву енергію, яка на нього потрапляє, так що

$$E_{\text{відб}} = RE_{\text{пад}}. \quad (11.50)$$

Сума енергії власного і відбитого випромінювання складає *ефективне* випромінювання тіла

$$E_{\text{еф}} = E + RE_{\text{пад}}. \quad (11.51)$$

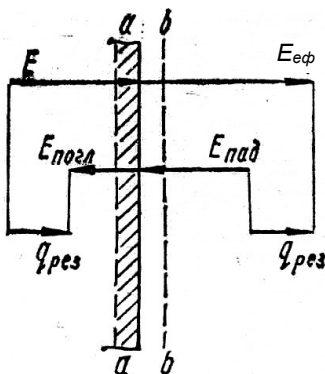


Рис. 11.9. Схема балансу променевої енергії



При розрахунках теплообміну випромінюванням між тілами важливе значення має *результуюче* випромінювання, яке являє собою різницю між променевим потоком, що попадає на тіло, і променевим потоком, що воно генерує в оточуючий простір. Щоб визначити поверхневу щільність потоку результуючого випромінювання $q_{рез}$, складаємо рівняння балансу енергії, яка проходить через площини $a-a$ і $b-b$, одна з яких розташована всередині, а друга - ззовні цього тіла поблизу його поверхні, рис 11.9. Для площини $a-a$

$$q_{рез} = E - E_{погл} = E - AE_{над}; \quad (11.52)$$

для площини $b-b$

$$q_{рез} = E_{эф} - E_{над}. \quad (11.53)$$

Зауважимо, що $q_{рез}$ може бути величиною додатною, від'ємною і дорівнювати нулю. Визначимо залежність між результуючим і ефективним випромінюванням. З (11.53) знаходимо

$$E_{эф} = q_{рез} + E_{над}, \quad (11.54)$$

а з (11.52) отримаємо

$$E_{над} = (E - q_{рез})/A. \quad (11.55)$$

Підставивши останній вираз в (11.54), запишемо

$$E_{эф} = q_{рез} + (E - q_{рез})/A = q_{рез}(1 - 1/A) + E/A. \quad (11.56)$$

Отримане рівняння широко використовується при розрахунках променевого теплообміну між тілами.

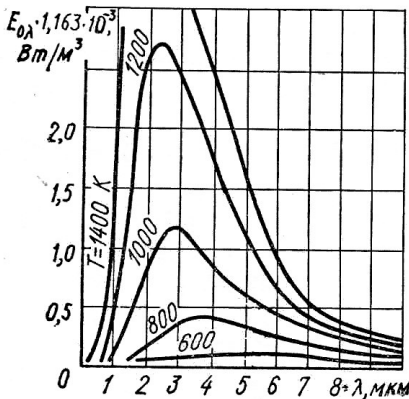


Рис. 11.10. Графіки залежностей
 $E_{o\lambda} = f(\lambda, T)$

11.11. Закони теплового випромінювання

Закон Планка. Цей закон встановлює залежність поверхневої щільності потоку монохроматичного випромінювання абсолютно чорного тіла

$$E_{o\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{c_2/(\lambda T)} - 1 \right)^{-1}, \quad (11.57)$$

де $c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт·м²; $c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$ м·К; λ - довжина хвилі випромінювання, м;



T – температура тіла, яке випромінює, К. З рис. 11.10 випливає, що при деякому проміжному значенні λ спостерігається максимум поверхневої щільності потоку випромінювання. Для всіх довжин хвиль $E_{o\lambda}$ тим вище, чим вища температура. Максимум кривих з підвищенням температури зміщується в сторону більш коротких хвиль.

Закон Стефана-Больцмана.

Поверхневу густину потоку інтегрального випромінювання абсолютно чорного тіла знаходять на основі закону Планка як сумарну енергію випромінювання тіла по всіх довжинах хвиль:

$$E_o = \int_{\lambda=0}^{\infty} E_{o\lambda} d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{c_2/(\lambda T)} \right)^{-1} d\lambda. \quad (11.58)$$

Після інтегрування отримаємо

$$E_o = c_o (T/100)^4, \quad (11.59)$$

де $c_o = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла. Індекс „0” тут вказує на те, що розглядається випромінювання абсолютно чорного тіла. Цей закон експериментальним шляхом знайдено Й. Стефаном і теоретично обґрунтований Л.Больцманом задовго до встановлення закону Планка.

Спектри випромінювання 3 реальних тіл E_λ відрізняються від спектра випромінювання 1 абсолютно чорного тіла E_o , рис. 11.11.

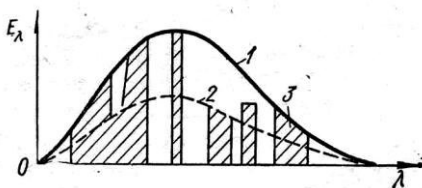


Рис. 11.11. Спектри випромінювання різних тіл

При цьому поверхнева щільність потоку монохроматичного випромінювання тіла на будь-якій довжині хвилі ніколи не перевищує відповідну щільність потоку випромінювання абсолютно чорного тіла. У випадку селективного спектра випромінювання

на деяких ділянках довжин хвиль щільність потоку випромінювання дорівнює нулю.

Окремим випадком реальних тіл є сірі тіла, спектр випромінювання 2 яких подібний спектру абсолютно чорного тіла. Поверхнева щільність потоку монохроматичного випромінювання для кожної довжини хвилі сірого тіла E_λ складає одну й ту ж долю поверхневої щільності потоку випромінювання чорного тіла $E_{o\lambda}$, тобто



$$\varepsilon = E_{\lambda} / E_{o\lambda} \quad (11.60)$$

Тут величина ε - степінь чорноти тіла, яка залежить від його фізичних властивостей, але завжди $\varepsilon \leq 1$. Більшість реальних газів з певним ступенем точності можна вважати сірими. Таким чином, ступенем чорноти тіла називається відношення щільності потоку власного випромінювання тіла E_l до щільності потоку E_o абсолютно чорного тіла.

Степінь чорноти залежить від температури тіла. У металів зі збільшенням температури вона зростає. При шорсткій поверхні, її забрудненні або окисленні ε може зрости в декілька разів. Так, степінь чорноти полірованого алюмінію лежить в межах 0,04...0,06; а при окисленні поверхні вона стає рівною 0,2...0,3; чавун полірований має $\varepsilon = 0,21$, при окисленні – 0,64...0,78. Степінь чорноти теплоізоляційних матеріалів, які відрізняються сильною шорсткістю, лежить в межах 0,7...0,95.

Закон Стефана-Больцмана для сірого тіла з урахуванням виразу (11.60) має вигляд

$$E = \int_{\lambda=0}^{\infty} \varepsilon E_{o\lambda} d\lambda = \varepsilon E_o = \varepsilon c_o (T/100)^4 = c' (T/100)^4, \quad (11.61)$$

де c' – коефіцієнт випромінювання сірого тіла.

Закон Кірхгофа. Розглянемо дві паралельні поверхні, одна з яких абсолютно чорна з температурою T_o , друга сіра з температурою T і поглинальною спроможністю A . Відстань між поверхнями настільки мала, що промені, які генеруються кожною поверхнею, обов'язково потрапляють на протилежну. Сіра стінка випромінює енергію E і поглинає частину енергії AE_o , яка випромінюється чорним тілом. Енергія E , що випромінюється сірим тілом, і відбита ним енергія $(1-A)E_o$ потрапляє на чорне тіло і поглинається ним.

Результуюча щільність потоку випромінювання сірого тіла $q_{рез} = E - AE_o$. Якщо $T = T_o$, то $q_{рез} = 0$, так що

$$E/A = E_o = c_o (T/100)^4. \quad (11.62)$$

Отже, *відношення випромінювальної здатності і поглинальної при тепловій рівновазі від природи тіла не залежить і дорівнює енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при тій же температурі.*

В цьому сутність закону Кірхгофа, який дійсний і для монохроматичного випромінювання навіть при відсутності теплової рівноваги:



$$E_{\lambda}/A_{\lambda} = E_{o\lambda} = f(\lambda, T). \quad (11.63)$$

Тут A_{λ} - поглинальна спроможність у вузькому інтервалі довжин хвиль.

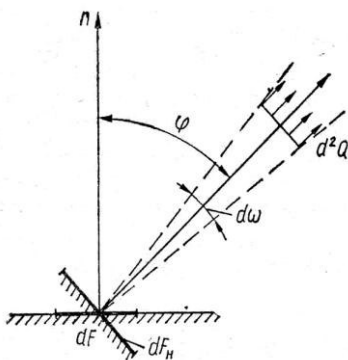


Рис. 11.12. Схема до розгляду закону Ламберта

Отже тіло, яке випромінює енергію на певній довжині хвилі, здатне поглинати її на тій же довжині хвилі. На базі рівності (11.62) можливо записати $E = AE_o$. Проте за (11.61) $E = \varepsilon E_o$. Таким чином, із закону Кірхгофа також випливає, що поглинальна здатність сірих тіл чисельно дорівнює степені чорноти тіла, тобто $A = \varepsilon$. Для сірих тіл правдиве співвідношення $E = c (T/100)^4 = c_o \varepsilon (T/100)^4$. (11.64)

Закон Ламберта. Розглянемо випромінювання елементар-

ної площадки dF поверхні тіла, рис. 11.12.

Загальна кількість енергії, яка випромінюється в усіх напрямках півсфери з 1 м^2 поверхні в одиницю часу, дорівнює щільності інтегрального випромінювання E . Кількість енергії, яка випромінюється за одиницю часу площинами dF в пучку, який обмежений тілесним кутом $d\omega$ і напрямлений під кутом φ відносно нормалі до поверхні, дорівнює d^2Q . Величина

$$J_{\varphi} = \frac{d^2Q}{d\omega dF}, \quad (11.65)$$

називається *кутовою щільністю випромінювання* і визначає кількість енергії, яка випромінюється в напрямі φ за одиницю часу з одиниці поверхні тіла в межах одиниці тілесного кута.

Другою характеристикою напрямленого випромінювання є *інтенсивність (яскравість) випромінювання J* , тобто кількість енергії, яка випромінюється в напрямі φ за одиницю часу, що віднесено до одиниці тілесного кута і одиниці поверхні, яка ортогональна до вибраного напрямку.

$$J = \frac{d^2Q}{d\omega dF_n} = \frac{d^2Q}{d\omega dF \cos \varphi} = \frac{J_{\varphi}}{\cos \varphi}. \quad (11.66)$$



Зміна енергії випромінювання по окремих напрямках визначається законом Ламберта. Згідно цього закону *потік випромінювання J_φ абсолютно чорного тіла в напрямку φ пропорційний потоку випромінювання J_n в напрямку нормалі до поверхні і косинусу кута між ними, тобто*

$$J_\varphi = J_n \cos \varphi. \quad (11.67)$$

З (11.66) і (11.67) знаходимо

$$J = J_n = \text{idem}. \quad (11.68)$$

Отже, якщо випромінювання підкоряється закону Ламберта, то яскравість не залежить від напрямку. Величину J можливо виразити через щільність інтегрального випромінювання E , взявши інтеграл в межах півсфери:

$$E = \iint_{\omega=2\pi} J_\varphi d\omega = \iint_{\omega=2\pi} J \cos \varphi d\omega = J\pi. \quad (11.69)$$

Звідси $J = E/\pi$ і вираз (11.67) перепишемо в наступному вигляді:

$$J_\varphi = (E \cos \varphi)/\pi. \quad (11.70)$$

11.12. Теплообмін випромінюванням в різних умовах

Теплообмін випромінюванням між твердими тілами. Променивий теплообмін між двома поверхнями, які достатньо великі в порівнянні з відстанню між ними,

$$q_{1-2} = \varepsilon_{np} c_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (11.71)$$

де $\varepsilon_{np} = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1)$ – приведена степінь чорноти системи тіл; ε_1 і ε_2 – відповідно степені чорноти розглядуваних поверхонь.

Якщо тіло з поверхнею F_1 знаходиться всередині другого з внутрішньою поверхнею F_2 і між поверхнями відбувається променивий теплообмін, то для цього випадку справедлива формула (11.71), в яку необхідно підставляти значення ε_{np} за співвідношенням

$$\varepsilon_{np} = 1/\{(1/\varepsilon_1) + (F_1/F_2)[(1/\varepsilon_2) - 1]\}. \quad (11.72)$$

З (11.71) випливає, що інтенсифікація променевого теплообміну має місце при підвищенні температури випромінюючого тіла або при збільшенні приведеної степені чорноти системи. Для зниження променевого теплообміну між тілами необхідно зменшити температуру випромінюючого тіла і приведену степінь чорноти. Якщо це практично неможливо, то зменшення тепловіддачі ви-



випромінюючого тіла може бути досягнуто встановленням екрану між тілами. Так, наприклад, якщо променевий теплообмін відбувається між двома плоскими паралельними поверхнями, то встановлення між ними тонкого плоского екрану (паралельно поверхням) з металевого листа з такою ж як і у розглядуваних поверхнях ступеню чорноти зменшує променевий теплообмін між поверхнями в 2 рази. Встановлення двох екранів знижує теплообмін в 3 рази, установка n екранів знижує теплообмін в $(n + 1)$ раз. Такий метод широко застосовують для зниження променевого теплообміну між випромінюючим тілом і корпусом установки в високотемпературних вакуумних апаратах, де конвекційний теплообмін відсутній.

Теплове випромінювання газів. Теплообмін між газом і оточуючою її оболонкою з температурою поверхні T_c

$$q = \varepsilon_c' \varepsilon_r c_o [(T_r/100)^4 - (T_c/100)^4], \quad (11.73)$$

де $\varepsilon_c' = 0,5(1+\varepsilon)$ – ефективна ступінь чорноти оболонки; ε_r і T_r відповідно ступінь чорноти і абсолютна температура газу.

Ступінь чорноти газу визначається за номограмами, які приведені на рис. 11.13; 11.14; 11.15, з урахуванням парціального тиску випромінюючого газу і середньої довжини l шляху променю

$$l = 3,6 V/F, \quad (11.74)$$

де V – об'єм випромінюючого тіла; F – поверхня оболонки.

Якщо в випромінюючому газі одночасно вміщуються пара води і вуглекислота, то ступінь чорноти такої суміші

$$\varepsilon_r = \beta \varepsilon_{H_2O} + \varepsilon_{CO_2}, \quad (11.75)$$

де ε_{H_2O} – ступінь чорноти для водяної пари.

При цьому ε_{H_2O} визначають за графіком, який приведений на рис. 11.13, і ε_{CO_2} – за графіком, який приведено на рис. 11.14. Поправка β визначається за графіком на рис. 11.15.

Радіаційно-конвекційний теплообмін. В реальних умовах теплопровідність, конвекція і теплове випромінювання можуть діяти сумісно. При цьому одні види переносу теплоти превалюють, вплив інших незначний і їх можна не враховувати. Наприклад, в газоходах парових котлів теплота передається не тільки випромінюванням, але й конвекцією. Тут поверхнева щільність сумарного теплового потоку

$$q = q_k + q_e = \alpha(t_{cm} - t_{mi}) + \varepsilon c_o [(T_{cm}/100)^4 - (T_{mi}/100)^4]. \quad (11.76)$$

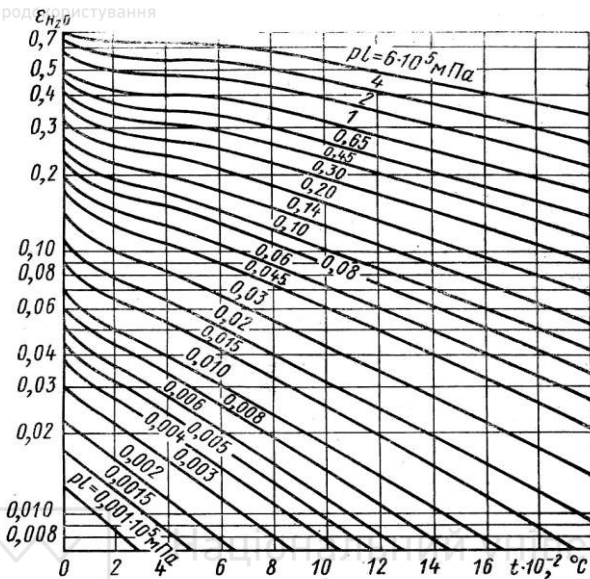


Рис. 11.13. Номограми степені чорноти H_2O

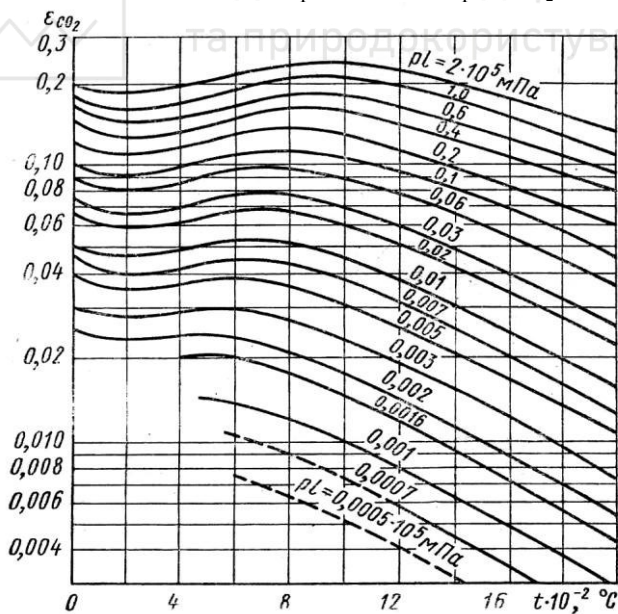


Рис. 11.14. Номограми степені чорноти CO_2

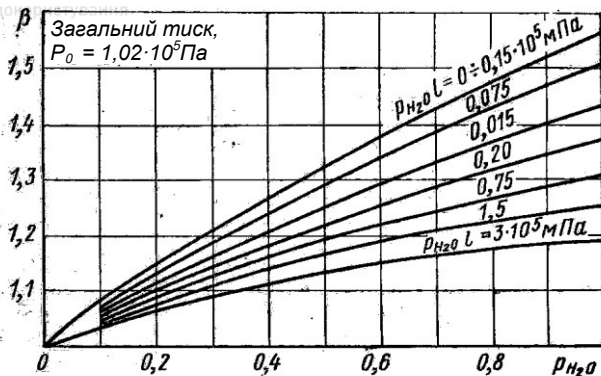


Рис. 11.15. Номограма для визначення коефіцієнта β випромінювання водяної пари

В практичних розрахунках користуються формулами конвективного теплообміну, в яких вводиться коефіцієнт радіаційно-конвективної тепловіддачі $\alpha_{рк}$

$$q = \alpha_{рк} (t_{cm} - t_{mn}) = (\alpha + \alpha_e)(t_{cm} - t_{mn}),$$

де

$$\alpha_{рк} = \epsilon c_o [(T_{cm}/100)^4 - (T_{mn}/100)^4] / (t_{cm} - t_{mn}).$$

Для крапельних рідин $\alpha_{рк} = 0$.

11.13. Теплообмінні апарати

Класифікація теплообмінних апаратів.

Теплообмінними апаратами, або теплообмінниками, називаються пристрої, які призначені для передачі теплоти від більш нагрітої рідини до менш нагрітої. Рідина, від якої забирається теплота називається *гарячим теплоносієм*, а рідина, що сприймає теплоту, - *холодним теп-*

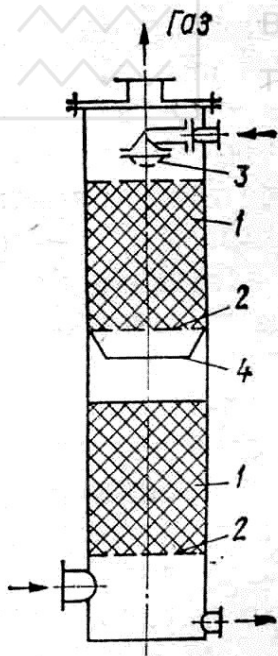


Рис. 11.16. Схема скрубера



лоносієм. За способом передачі теплоти розрізняють змішувальні (контактні) і поверхневі теплообмінники.

В змішувальних теплообмінниках теплообмін здійснюється шляхом безпосереднього контакту гарячого і холодного теплоносіїв. Прикладом таких апаратів є скрубери, в яких відбувається взаємодія між рідкою і газоподібною фазами. Для збільшення поверхні стикання фаз рідина розбризкується на дрібні крапельки або стікає тонкою плівкою по поверхні спеціальної насадки (керамічні кільця, куски коксу, дерев'яні рейки і ін.).

Схема скрубера, який призначений для охолодження гарячих газів рідиною, показана на рис. 11.16. Насадка 1 розміщується на решітці 2, в якій є отвори для проходження газів і стоку рідини. Зрошуючи рідина подається в насадку за допомогою розподільчого стакану 3, в якому є велика кількість отворів діаметром 3...6 мм. Напрямний конус 4 слугує для відводу рідини від стінки апарату.

Існують також скрубери без насадки, в яких рідина розбризкується за допомогою великої кількості форсунок. Різновидом скрубера є градирні, які призначені для охолодження води повітрям.

Поверхневі теплообмінні апарати поділяються на *регенеративні* і *рекуперативні*. В перших теплота гарячих газів акумулюється

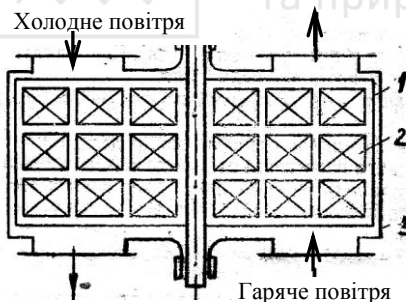


Рис. 11.17. Схема роторного регенеративного повітропідігрівника

насадкою (металеві кульки або листи, керамічна сипуча маса, цегла і ін.), а потім передається газу, що нагрівається, шляхом його продування через гарячу насадку.

Прикладом може слугувати роторний регенеративний повітропідігрівник, що показаний на рис. 11.17.

Він складається з ротора 1, що обертається. Ротор зібраний з пакетів тонких гофрованих листів 2 (насадка). Ці листи утворюють поздовжні канали для проходу газів. Ротор розділений на 12 секторів радіальними перегородками, за допомогою яких потік холодного повітря відокремлюється від потоку гарячих газів. Підвід і відвід газів і повітря здійс-



ноється через патрубки, які розташовані з торцевих сторін корпусу 3 теплообмінника. Ротор обертається з частотою 2...10 об/хв., завдяки чому теплоакумуюча насадка проходить по чергову через зону нагрітих газів, де вона сприймає теплоту, і через зону холодного повітря, де теплота передається від насадки до повітря.

В рекуперативних апаратах теплота від гарячого теплоносія передається до холодного через роздільну стінку. На рис 11.18 зображена схема кожухо-трубного рекуперативного теплообмінника. Поверхні для теплопередачі тут утворені пучком труб 3, які закріплені в трубних дошках 2. Труби розташовані в середині загального кожуха 1. Один з теплоносіїв *I* рухається всередині труб, другий *II* – в просторі між кожухом і трубами (міжтрубному просторі).

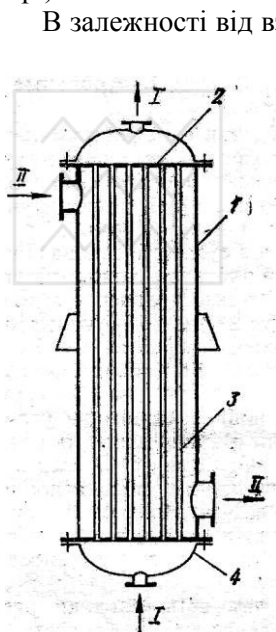


Рис. 11.18. Схема кожухотрубного рекуперативного теплообмінника

В залежності від взаємного напрямку потоків гарячої і холодної рідин розрізняють три основних схеми руху рідин: 1) якщо обидві рідини рухаються паралельно в одному напрямку, то схема руху називається *прямотечією*; 2) якщо обидві рідини рухаються паралельно, але в протилежних напрямках, то схема руху називається *протитечією*; 3) якщо одна рідина рухається в напрямку, що перпендикулярний до напрямку руху другої рідини, то схема руху називається *перехресною течією*. Крім вказаних, існують більш складні схеми руху, які є різними комбінаціями розглянутих основних схем.

Розрахунок теплообмінних апаратів. Розглянемо основи теплового розрахунку рекуперативного теплообмінника. Основні положення цього розрахунку зберігаються і для теплообмінних апаратів інших типів. Тепловий розрахунок теплообмінного апарату може бути *проектним*, метою якого є визначення площі

поверхні теплообміну, і *повірочним*, в результаті якого при відомій поверхні нагріву визначається кількість переданої теплоти і кінцеві температури теплоносіїв.

На рис. 11.19. приведені дві схеми з температурними графіками теплоносіїв.

Тепловий розрахунок. Для розрахунку рекуперативного теплообмінного апарату складаємо два рівняння:

рівняння теплового балансу

$$Q = G_1 c_{p1} (t_1' - t_1'') = G_2 c_{p2} (t_2'' - t_2') \quad (11.77)$$

і рівняння теплопередачі

$$Q = k F \Delta t_{сеп}. \quad (11.78)$$

де G і c_p – витрати і теплоємності теплоносіїв; t' і t'' – початкова і кінцева температури теплоносіїв; k і F – відповідно коефіцієнт

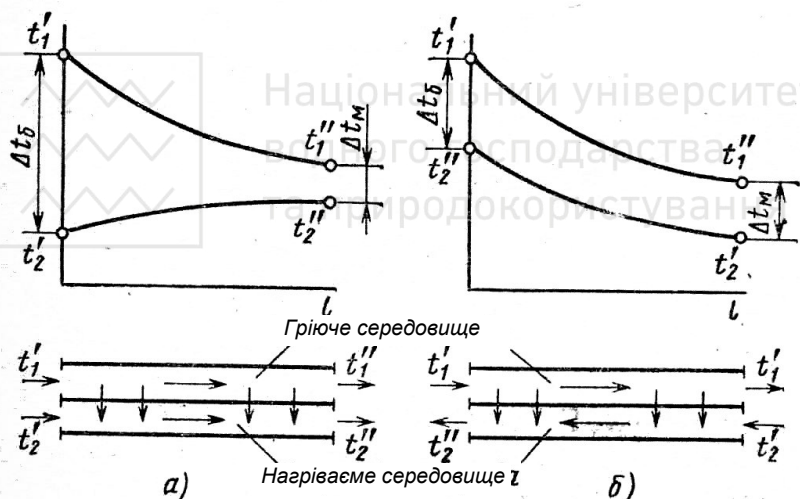


Рис. 11.19. Температурні графіки рекуперативних теплообмінників:

а – при прямотечійній системі; б – при протитечійній системі

теплопередачі і розрахункова поверхня теплообмінного апарата.

$\Delta t_{сеп}$ – середній температурний логарифмічний напір між теплоносіями, який визначається за формулою

$$\Delta t_{сеп} = (\Delta t_{\delta} - \Delta t_m) / \ln (\Delta t_{\delta} / \Delta t_m), \quad (11.79)$$

де Δt_{δ} і Δt_m найбільша і найменша різниця температур теплоносіїв на вході і виході з теплообмінника. Графічне визначення Δt_{δ} і Δt_m приведене на рис. 11.19.

Поверхня нагріву теплообмінного апарату F

$$F = Q / (k \Delta t_{\text{сер}}). \quad (11.80)$$

Кінцеві температури теплоносіїв

$$t_1'' = t_1' - Q / (G_1 c_{p1}); \quad (11.81)$$

$$t_2'' = t_2' + Q / (G_2 c_{p2}). \quad (11.82)$$

Коли температура теплоносіїв вздовж поверхні нагріву змінюється в незначній мірі, тобто при $\Delta t_{\delta} / \Delta t_m < 1,7$; то середній температурний напір можна визначати як середнє арифметичне температурних напорів Δt_{δ} і Δt_m , тобто

$$\Delta t_{\text{сер}} = 0,5 (\Delta t_{\delta} + \Delta t_m). \quad (11.83)$$

Розрахунок регенеративних теплообмінників ведеться за середнім значенням коефіцієнта теплопередачі k_u для циклу роботи регенератора. Розрахунок складається з визначення періоду нагріву тривалістю τ_1 і періоду охолодження насадки тривалістю τ_2 . Тривалість циклу $\tau = \tau_1 + \tau_2$.

Середня величина розрахункового коефіцієнта теплопередачі для циклу наближено подається виразом

$$k_u = 0,8 / \left(\frac{1}{\alpha_1 \tau_1} + \frac{1}{\alpha_2 \tau_2} \right), \quad (11.84)$$

де α_1 і α_2 – коефіцієнти тепловіддачі відповідно для періоду нагріву і періоду охолодження.

Рівняння теплопередачі для циклу

$$Q_u = k_u (t_1 - t_2) F \tau, \quad (11.85)$$

Гідромеханічний розрахунок. Розрахунок теплообмінного апарата включає визначення необхідної потужності насоса або вентилятора, яка витрачається для переміщення теплоносіїв.

Потужність приводу вентилятора або насоса

$$N = V \Delta p / \eta, \quad (11.86)$$

де V – об'ємна витрата теплоносія; Δp – перепад тиску в потоці теплоносія; η – ККД насоса або вентилятора.

При визначенні потужності приводу насоса або компресора необхідно знати гідравлічний опір теплообмінника з боку розгляданого теплоносія. Опір руху рідини при її течії розділяють на опір тертя (по довжині каналу) і місцеві опори. Опір тертя в каналах, який викликаний в'язкістю теплоносія,

$$\Delta p_{\tau} = \xi (l/d) (\rho w^2 / 2), \quad (11.87)$$



де ξ - коефіцієнт опору тертя; l – довжина каналу; d – еквівалентний діаметр; ρ - густина рідини - теплоносія; w – середня швидкість теплоносія.

Місцеві опори, які виникають при зміні перерізу каналу (різкого або плавного), при вході в канал і при виході з нього

$$\Delta p_m = \zeta(\rho w^2/2), \quad (11.88)$$

де ζ - коефіцієнт місцевого опору, який визначається за довідковими таблицями.

Сумарний опір руху теплоносія без урахування затрати енергії на прискорення теплоносія при неізотермічній течії

$$\Delta p = \Delta p_t + \Sigma \Delta p_m. \quad (11.89)$$

Коефіцієнт опору тертя при ізотермічному ламінарному русі теплоносія

$$\xi_o = A/Re_{mn}. \quad (11.90)$$

Значення коефіцієнта A наведені нижче для різних каналів в таблиці 11.3.

Значення коефіцієнтів A

Форма перерізу каналу	A
Круг	64
Квадрат	57
Рівнобічний трикутник	53
Кільце	96
Прямокутник при $a/b \approx 0$ (щілина)	96
$a/b \approx 0,25$	73
$a/b \approx 0,5$	62

При турбулентному режимі для Re до $1 \cdot 10^8$

$$\xi_o = 0,86/(\lg Re)^{2,4}. \quad (11.91)$$

При неізотермічному русі значення коефіцієнта опору тертя

$$\xi = \xi_o(Pr_c/Pr_{mn})^{0,33}. \quad (11.92)$$

Опір пучків труб при поперечному обтіканні труб розглядається як місцеві опори звуження і розширення, що чергуються. Коефіцієнт місцевого опору (сумарний для пучка):

для шахового пучка

$$\zeta = (5,4 + 3,4 m) Re_{mn}^{-0,28}; \quad (11.93)$$

для коридорного пучка

$$\zeta = (6 + 9 m) (x_l/d)^{-0,23} Re_{mn}^{-0,26}; \quad (11.94)$$



В цих формулах розрахункова швидкість приймається в самому вузькому перерізі; визначальним розміром є діаметр трубок d ; m – число рядів труб за напрямком потоку теплоносія.

Якщо потік теплоносія не перпендикулярний твірній трубок (перетинає трубки під кутом менше 90°), то розрахункове значення ζ визначають за формулами (11.93), (11.94) і перемножують на поправочний коефіцієнт ε , який знаходять у відповідності з наступною його залежністю від кута φ , таблиця 11.4.

Таблиця 11.4

Поправочний коефіцієнт ε

φ°	90	80	70	60	50	40	30	10
ε	1	1	0,95	0,83	0,69	0,53	0,38	0,15

Приклади розв'язання задач

Задача 11.1.

Стіна приміщення затовшки в дві цегли $\delta = 510$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda = 0,8$ Вт/(м·К) з внутрішньої поверхні стикається з повітрям, температура якого $t_1 = 25^\circ\text{C}$. Коефіцієнт тепловіддачі від повітря до внутрішньої поверхні стінки $\alpha_1 = 10$ Вт/(м²·К), температура повітря зовні $t_2 = -15^\circ\text{C}$, коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні стінки, яка обдувається вітром, $\alpha_2 = 30$ Вт/(м²·К). Визначити щільність теплового потоку q через стінку, а також температури на поверхнях стінки t_{c1} і t_{c2} .

Дано:

$\delta = 510$ мм = 0,51 м;

$\lambda = 0,8$ Вт/(м·К);

$t_{m1} = 25^\circ\text{C}$;

$\alpha_1 = 10$ Вт/(м²·К);

$t_{m2} = -15^\circ\text{C}$;

$\alpha_2 = 30$ Вт/(м²·К)

$q = ?$; $t_{c1} = ?$; $t_{c2} = ?$;

Розв'язання

1. Коефіцієнт теплопередачі визначаємо за формулою (11.12)

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2} = \frac{1}{1/10 + 0,51/0,8 + 1/30} = 1,297 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}.$$

2. Щільність теплового потоку визначаємо за залежністю (11.11)

$$q = k(t_{m1} - t_{m2}) = 1,297[25 - (-15)] = 51,88 \text{ Вт/м}^2.$$

3. Температури на поверхні однорідної стінки визначаються виразами (11.14), (11.15)

$$t_{c1} = t_{m1} - q/\alpha_1; \quad t_{c2} = t_{m1} - q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda).$$

$$t_{c1} = 25 - 51,88/10 = 19,81^\circ\text{C};$$

$$t_{c2} = 25 - 51,88(1/10 + 0,51/0,8) = -13,26^\circ\text{C}$$

Відповідь: $q = 51,88$ Вт/м²; $t_{c1} = 19,81^\circ\text{C}$; $t_{c2} = -13,26^\circ\text{C}$.

Задача 11.2.

Поверхня нагріву складається з плоскої сталеві стінки затовшки $\delta_{cm} = 10$ мм. З одного боку стінки рухається гаряча вода, температура якої



$t_{mn1} = 120^{\circ}\text{C}$, з другого боку вода з температурою $t_{mn2} = 50^{\circ}\text{C}$. Визначити густину теплового потоку і коефіцієнт теплопередачі. Визначити значення температур на обох поверхнях стінки.

Знайти, як зміниться щільність теплового потоку і температура на поверхнях стінки, якщо з обох боків сталеві стінки з'явився накип товщиною 1 мм. Прийняти $\alpha_1 = 2000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$, $\alpha_2 = 1250 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$, $\lambda_{cm} = 40 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; для накипу $\lambda_n = 0,5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Дано:

$$\delta = 10 \text{ мм} = 0,01 \text{ м};$$

м;

$$t_{mn1} = 120^{\circ}\text{C};$$

$$t_{mn2} = 50^{\circ}\text{C}$$

$$\lambda_{cm} = 40 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

$$\lambda_n = 0,5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$$

$$\alpha_1 = 2000$$

$$\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

$$\alpha_2 = 1250$$

$$\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$$

$$\delta_n = 1 \text{ мм} = 0,001$$

м.

$$k = ?; q = ?;$$

$$t_{cm1} = ?; t_{cm2} = ?;$$

Розв'язання

1. Коефіцієнт теплопередачі визначаємо за формулою (11.12)

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda_{cm} + 1/\alpha_2} = \frac{1}{1/2000 + 0,01/40 + 1/1250} = 645 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

2. Щільність теплового потоку визначаємо за залежністю (11.11)

$$q_1 = k(t_{mn1} - t_{mn2}) = 645[120 - 50] = 45150 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

3. Температури на поверхні однорідної стінки визначаються виразами (11.14), (11.15)

$$t_{cm1} = t_{mn1} - q_1/\alpha_1; \quad t_{cm2} = t_{mn1} - q_1(1/\alpha_1 + \delta/\lambda_{cm}).$$

$$t_{cm1} = 120 - 45150/2000 = 97,42^{\circ}\text{C};$$

$$t_{cm2} = 120 - 45150(1/2000 + 0,01/40) = 86,14^{\circ}\text{C}.$$

5. Розрахунок при наявності накипу з двох боків металеві стінки. Щільність теплового потоку визначаємо за формулою

$$q = \frac{t_{mn1} - t_{mn2}}{1/\alpha_1 + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{\delta}{\lambda_{cm}} + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + 1/\alpha_2} = \frac{120 - 50}{\frac{1}{2000} + \frac{0,001}{0,5} + \frac{0,01}{40} + \frac{0,001}{0,5} + \frac{1}{1250}} = 12600 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

$$\text{Відповідь: } k = 645 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}); q_1 = 45150 \text{ Вт}/\text{м}^2; t_{cm1} = 97,42^{\circ}\text{C};$$

$$t_{cm2} = 86,14^{\circ}\text{C}; \text{ При наявності накипу } q = 12600 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

Задача 11.3

Визначити втрати теплоти на 1 м трубопроводу діаметром $d_2/d_1 = 162/150 \text{ мм}$, який покритий шаром ізоляції товщиною $\delta_{i3} = 50 \text{ мм}$. Коефіцієнт стінки $\lambda_{cm} = 45 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, а ізоляції $\lambda_{i3} = 0,1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Температура води в трубопроводі $t_1 = 95^{\circ}\text{C}$, коефіцієнт теплопередачі від води до



стінки труби $\alpha_1 = 1200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, температура оточуючого повітря $t_2 = -10^\circ\text{C}$, коефіцієнт тепловіддачі від поверхні ізоляції до повітря $\alpha_2 = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Розрахувати також температуру зовнішньої поверхні ізоляції.

Дано:

$d_2/d_1 = 162/150 \text{ мм};$
 $\delta_{iz} = 50 \text{ мм} = 0,05 \text{ м};$
 $\lambda_{cm} = 45 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$
 $\lambda_{iz} = 0,1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$
 $t_1 = 95^\circ\text{C};$
 $\alpha_1 = 1200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$
 $t_2 = -10^\circ\text{C};$
 $\alpha_2 = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$

 $q_l = ?; t_{iz} = ?;$

Розв'язання

1. Розрахункові діаметри:

- внутрішній труби $d_1 = 150 \text{ мм} = 0,15 \text{ м};$
 - зовнішній труби $d_2 = 162 \text{ мм} = 0,162 \text{ м};$
 - зовнішній ізоляції $d_{iz} = d_2 + 2 \delta_{iz} = 162 + 2 \cdot 50 = 262 \text{ мм} = 0,262 \text{ м}.$

2. Коефіцієнт теплопередачі багатошарової стінки визначаємо за формулою (11.21)

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \cdot \ln(d_{i+1}/d_i) + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}};$$

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{1200 \cdot 0,15} + \frac{1}{2 \cdot 45} \ln \frac{162}{150} + \frac{1}{2 \cdot 0,1} \ln \frac{262}{162} + \frac{1}{10 \cdot 0,262}} = 0,358 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

2. Лінійну щільність теплового потоку визначаємо за залежністю (11.17)

$$q_l = k_l \pi (t_{m1} - t_{m2}) = 0,358 \cdot 3,14 [95 - (-10)] = 118 \text{ Вт}/\text{м}.$$

3. Температур зовнішньої поверхні ізоляції

$$t_{iz1} = t_2 - q_l / (\alpha_2 \pi d_{iz}) = -10 + 118 / (10 \cdot 3,14 \cdot 0,262) = 4,34^\circ\text{C}.$$

Відповідь: $q_l = 118 \text{ Вт}/\text{м}; t_{iz} = 4,34^\circ\text{C}.$

Задача 11.4.

Неізольованим трубопроводом діаметром 170/185 мм, який прокладено на відкритому повітрі, протікає вода з середньою температурою $t_1 = 95^\circ\text{C}$, температура оточуючого повітря $t_2 = -15^\circ\text{C}$. Визначити втрату теплоти 1 м довжини трубопроводу і температури на внутрішній і зовнішній поверхнях цього трубопроводу, якщо коефіцієнт теплопровідності матеріалу труби $\lambda = 58 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, коефіцієнт тепловіддачі від води до стінки труби $\alpha_1 = 1300 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, коефіцієнт тепловіддачі від поверхні труби до повітря $\alpha_2 = 14 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Дано:

$d_1/d_2 = 170/185 \text{ мм};$
 $t_1 = 95^\circ\text{C};$
 $t_2 = -15^\circ\text{C};$
 $\lambda = 58 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$
 $\alpha_1 = 1300 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$

Розв'язання

1. При $\alpha_1 \gg \alpha_2$ і $d_2/d_1 = 185/170 = 1,09$ розрахунок виконується за спрощеною формулою (11.27) при розрахунковому діаметрі $d_x = d_2$.

2. Коефіцієнт теплопередачі визначаємо за формулою (11.26)



$$\alpha_2 = 14 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$$

k_l

=

$$q_l = ?; t_{cm1} = ?; t_{cm2} = ?; \quad \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2} = \frac{1}{1/1300 + 0,0075/58 + 1/14} = 13,826 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

2 Щільність теплового потоку визначаємо за залежністю (11.27)

$$q_l = k_l \rho d_2 (t_{m1} - t_{m2}) = 13,826 \cdot 3,14 \cdot 0,185 [95 - (-15)] = 883,46 \text{ Вт}/\text{м}.$$

3. Температури на поверхні однорідної стінки визначаються виразами

$$t_{cm1} = t_1 - q_l / (\pi \alpha_1 d_1) = 95 - 883,46 / (3,14 \cdot 1300 \cdot 0,17) = 93,73^\circ \text{C};$$

$$t_{cm2} = t_2 + q_l / (\pi \alpha_2 d_2) = -15 + 883,46 / (3,14 \cdot 14 \cdot 0,185) = 93,63^\circ \text{C}$$

$$\text{Відповідь: } t_{cm1} = 93,73^\circ \text{C}; t_{cm2} = 93,63^\circ \text{C}.$$

Задача 11.5.

Тонка пластина довжиною $l_o = 1,5 \text{ м}$ і шириною $a = 1,2 \text{ м}$ оббігається поздовжнім потоком повітря. Швидкість і температура потоку повітря дорівнюють відповідно $w_o = 1,7 \text{ м}/\text{с}$ і $t_o = 20^\circ \text{C}$. Температура поверхні пластини $t_{cm} = 95^\circ \text{C}$.

Визначити середній за довжиною пластини коефіцієнт тепловіддачі і кількість тепла, яке віддається пластиною повітрю.

Дано:

$$l = 1,5 \text{ м};$$

$$a = 1,2 \text{ м};$$

$$w_o = 1,7 \text{ м}/\text{с};$$

$$t_o = 20^\circ \text{C};$$

$$t_{cm} = 95^\circ \text{C}.$$

$$\bar{\alpha} = ?; Q = ?.$$

Розв'язання

1. Згідно таблиці 2 додатка для повітря при $t_o = 20^\circ \text{C}$ його параметри: $\nu = 15,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,0259 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $\text{Pr} = 0,703$.

2. Критерій Рейнольдса

$$Re = \frac{w_o l_o}{\nu} = \frac{1,7 \cdot 1,5}{15,06 \cdot 10^{-6}} = 169322 < 5 \cdot 10^5,$$

тому режим течії в пограничному шарі є ламінарним. В цих умовах середня по довжині тепловіддача розраховується за формулою (11.29)

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} l}{\lambda} = 0,66 Re^{0,5} Pr^{0,43} = 0,66 \cdot 169322^{0,5} \cdot 0,703^{0,43} = 233, \text{ тоді}$$

$$\bar{\alpha} = Nu \cdot \lambda / l = 233 \cdot 0,0259 / 1,5 = 4,02 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

3. Кількість тепла, яке передається з обох сторін пластини

$$Q = \bar{\alpha} (t_{cm} - t_o) F = 4,02 (95 - 20) 2 \cdot 1,5 \cdot 1,2 = 1085 \text{ Вт}.$$

$$\text{Відповідь: } Q = 1085 \text{ Вт}.$$

Задача 11.6.

Плоска пластина довжиною $l_o = 1,1 \text{ м}$ обтікається поздовжнім потоком повітря. Швидкість і температура потоку повітря дорівнюють відповідно $w_o = 75 \text{ м}/\text{с}$ і $t_o = 10^\circ \text{C}$. Перед пластиною встановлена турбулізуюча решітка, внаслідок чого режим руху в пограничному шарі на усій довжині пластини турбулентний. Визначити середнє значення коефіцієнта тепловіддачі з поверхні пластини..

Дано:

$l = 1,1$ м;
 $w_o = 75$ м/с;
 $t_o = 10^\circ\text{C}$;
 $\alpha = ?$;

Розв'язання

1. Згідно таблиці 2 додатка для повітря при $t_o = 10^\circ\text{C}$ його властивості: $\nu = 14,6 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $\lambda = 0,0251$ Вт/(м·К); $Pr = 0,705$.
2. Критерій Рейнольдса

$$Re = \frac{w_o l_o}{\nu} = \frac{75 \cdot 1,1}{14,6 \cdot 10^{-6}} = 5,68 \cdot 10^6 > 5 \cdot 10^5.$$

Режим течії в пограничному шарі на пластині турбулентний. Середнє значення коефіцієнта тепловіддачі при обтіканні пластини повітрям для турбулентного пограничного шару визначається за формулою (11.31)

$$Nu = \frac{\bar{\alpha} l}{\lambda} = 0,037 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{mii}/Pr_{cm})^{0,25}.$$

Приймаючи $Pr_{mii}/Pr_{cm} = 1$, знаходимо значення критерію Нусельта
 $Nu = 0,037 \cdot (5,68 \cdot 10^6)^{0,8} \cdot 0,705^{0,43} = 8061$. Звідки
 $\alpha = Nu \cdot \lambda / l = 8061 \cdot 0,0251 / 1,1 = 222$ Вт/(м²·К).

Відповідь: $\alpha = 222$ Вт/(м²·К).

Задача 11.7.

Трубною з внутрішнім діаметром $d = 10$ мм і довжиною $l > 50d$ рухається вода зі швидкістю $w = 1,5$ м/с. Температура зовнішньої поверхні трубки $t_{cm} = 85^\circ\text{C}$, середня температура води в ній $t_{mii} = 30^\circ\text{C}$. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від стінки трубки до води і середню по довжині трубки густину теплового потоку.

Дано:

$d = 10$ мм = $0,01$ м;
 $l > 50d$;
 $w = 1,5$ м/с;
 $t_{cm} = 85^\circ\text{C}$;
 $t_{mii} = 30^\circ\text{C}$.
 $\alpha = ?$; $q_l = ?$.

Розв'язання

1. Згідно таблиці 5 додатка для середньої температури води в трубці $t_{mii} = 30^\circ\text{C}$ її властивості:
 $\nu = 0,805 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $\lambda = 0,618$ Вт/(м·К); $Pr = 5,42$, а при температурі стінки $t_{cm} = 85^\circ\text{C}$ $Pr_{ct} = 2,08$.
2. Визначаємо число Рейнольдса

$$Re = \frac{wd}{\nu} = \frac{1,5 \cdot 0,01}{0,805 \cdot 10^{-6}} = 1,86 \cdot 10^4 > 10^4.$$

Режим течії турбулентний.

3. Знаходимо число Нусельта за формулою (11.33)

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{mii}/Pr_{cm})^{0,25} \varepsilon_i =$$

$$= 0,021 \cdot (1,86 \cdot 10^4)^{0,8} \cdot 5,42^{0,43} \cdot (5,42/2,08)^{0,25} \cdot 1 = 143,6.$$

4. Коефіцієнт тепловіддачі від стінки трубки до води
 $\alpha = Nu \cdot \lambda / d = 143,6 \cdot 0,618 / 0,01 = 8874$ Вт/(м²·К).

5. Лінійна щільність теплового потоку

$$q_l = \alpha d (t_{cm} - t_{mii}) = 8874 \cdot 3,14 \cdot 0,01 (85 - 30) = 15325 \text{ Вт/м} = 15,3 \text{ кВт/м}.$$

Відповідь: $\alpha = 8874$ Вт/(м²·К); $q_l = 15,3$ кВт/м



Задача 11.8.

Циліндрична труба із зовнішнім діаметром $d = 36$ мм і завдовжки $l = 4$ м охолоджується поперечним потоком води з температурою $t_{mn} = 10^\circ\text{C}$. Швидкість руху води $w = 2$ м/с. Температура поверхні труби $t_{cm} = 90^\circ\text{C}$. Кут атаки потоку $\varphi = 90^\circ$. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від поверхні труби до води і кількість теплоти, що передається.

Дано:

$$d = 36 \text{ мм} = 0,036 \text{ м};$$

$$l = 4 \text{ м};$$

$$w = 2 \text{ м/с};$$

$$t_{cm} = 90^\circ\text{C};$$

$$t_{mn} = 10^\circ\text{C};$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$\alpha = ?; Q = ?.$$

Розв'язання

1. За таблицею 5 при температурі води $t_{mn} = 10^\circ\text{C}$: $\nu = 1,306 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,574 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{K})$; $\text{Pr} = 9,52$; а при температурі стінки $t_{cm} = 90^\circ\text{C}$ $\text{Pr}_{ст.} = 1,95$.

2. Визначаємо число Рейнольдса

$$Re = \frac{wd}{\nu} = \frac{2 \cdot 0,036}{1,306 \cdot 10^{-6}} = 55130.$$

Оскільки значення критерію Re лежить в межах $1 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^5$, то використовуємо залежність (11.35)

$$Nu = 0,25 Re^{0,6} Pr^{0,38} (Pr_{mn}/Pr_{cm})^{0,25} = 0,25 \cdot 55130^{0,6} \cdot 9,52^{0,38} (9,52/1,95)^{0,25} = 586,7$$

3. Коефіцієнт тепловіддачі від стінки трубки до води

$$\alpha = Nu \cdot \lambda / d = 586,7 \cdot 0,574 / 0,036 = 9354 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}).$$

4. Кількість теплоти, яка відводиться від труби

$$Q = \alpha \pi d l (t_{cm} - t_{mn}) = 9354 \cdot 3,14 \cdot 0,036 \cdot 4 (90 - 10) = 338360 \text{ Вт} = 338,4 \text{ кВт}.$$

Відповідь: $\alpha = 9354 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K})$; $Q = 338,4 \text{ кВт}$.

Задача 11.9.

Восьмирядний трубний пучок із зовнішнім діаметром труб $d = 57$ мм поперечно омивається ($\varphi = 90^\circ$) потоком повітря зі швидкістю $w = 15$ м/с. Середня температура повітря $t_{mn} = 250^\circ\text{C}$, середня температура стінок труб $t_{cm} = 350^\circ\text{C}$. Визначити середній для пучка коефіцієнт тепловіддачі у випадках шахового і коридорного розташування труб.

Дано:

$$d = 57 \text{ мм} = 0,057 \text{ м};$$

$$w = 15 \text{ м/с};$$

$$t_{mn} = 250^\circ\text{C};$$

$$t_{cm} = 350^\circ\text{C};$$

$$\varphi = 90^\circ$$

$$\alpha_{ср.ш} = ?; \alpha_{ср.к} = ?;$$

Розв'язання

1. За таблицею 2 при визначальній температурі повітря $t_{mn} = 250^\circ\text{C}$ знаходимо його фізичні властивості:

$\nu = 40,61 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,0427 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{K})$; $\text{Pr} = 0,677$, а при температурі стінки $t_{cm} = 350^\circ\text{C}$ $\text{Pr}_{ст.} = 0,676$.

2. Визначаємо критерій Рейнольдса

$$Re = \frac{wd}{\nu} = \frac{15 \cdot 0,057}{40,61 \cdot 10^{-6}} = 21053.$$



Для цього режиму течії, коли критерій Рейнольдса лежить в межах $10^3 \dots 10^5$, у разі шахового розташування труб використовуємо залежність (11.36), яка за значень $Pr_{mi}/Pr_{cm} \approx 1$ і $\varepsilon_I = 1$ набуває вигляду

$$Nu = 0,41 Re^{0,6} Pr^{0,38} = 0,41 \cdot 21053^{0,6} 0,676^{0,38} = 138,7;$$

Звідки $\alpha_{ш} = Nu \cdot \lambda / d = 138,7 \cdot 0,0427 / 0,057 = 103,9 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

3. Одержане значення коефіцієнта тепловіддачі справедливе для 3...8-го рядів труб. Для визначення значення α , справедливого для 1 і 2-го рядів труб, вводимо поправочні коефіцієнти $\alpha_I = \varepsilon_I \alpha_{ш} = 0,6 \cdot 103,9 = 64,1 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$;

$$\alpha_{II} = \varepsilon_{II} \alpha_{ш} = 0,7 \cdot 103,9 = 72,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

Середній для шахового восьмирядного пучка коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha_{ср.ш} = \frac{\alpha_I + \alpha_{II} + \alpha_{ш}(n-2)}{n} = \frac{64,1 + 72,7 + 103,9 \cdot 6}{8} = 95 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

4. Для коридорного розташування труб використовуємо залежність (11.36)

$$Nu = 0,26 Re^{0,65} Pr^{0,38} = 0,26 \cdot 21053^{0,65} 0,676^{0,38} = 144,5;$$

Звідки $\alpha_k = Nu \cdot \lambda / d = 144,5 \cdot 0,0427 / 0,057 = 108,2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

5. Середній поправочний коефіцієнт для всього пучка труб з урахуванням значення α в 1 і 2-му рядах

$$\varepsilon_{ср} = \frac{\varepsilon_I + \varepsilon_{II} + (n-2)}{n} = \frac{0,6 + 0,9 + 6}{8} = 0,94.$$

Середній для коридорного пучка коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha_{ср.к} = \varepsilon_{ср} \alpha_k = 0,94 \cdot 108,2 = 101,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Відповідь: $\alpha_{ср.ш} = 95 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; $\alpha_{ср.к} = 101,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Задача 11.10.

Визначити тепловіддачу від вертикальної плити висотою $l = 2,5 \text{ м}$ до навколишнього середовища, якщо відомо, що температура поверхні плити $t_{cm} = 120^\circ\text{C}$; температура повітря на віддаленні від поверхні $t_{mi} = 20^\circ\text{C}$

Дано:

$$l = 2,5 \text{ м};$$

$$t_{cm} = 120^\circ\text{C};$$

$$t_{mi} = 20^\circ\text{C};$$

$$\alpha = ?;$$

Розв'язання

1. Тепловіддачу під час вільної конвекції біля поверхні вертикальної плити можна визначити за формулами (11.38), (11.39). За визначальний розмір беруть висоту плити $l = 2,5 \text{ м}$, за визначальну температуру -

температуру середовища на віддаленні від поверхні $t_{mi} = 20^\circ\text{C}$. За цією температурою фізичні властивості повітря, таблиця 2, такі: $\nu = 15,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,0259 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $Pr = 0,703$; $\beta = 1/T = 1/293 = 0,00341 \text{ К}^{-1}$.

2. Визначаємо значення доданку $Gr \cdot Pr$



$$Gr \cdot Pr = \frac{g l^3 \beta \Delta t}{\nu^2} Pr = \frac{9,81 \cdot 2,5^3 \cdot 0,00341 \cdot 100}{(15,06 \cdot 10^{-6})^2} 0,703 = 3470709 =$$

$$1,62 \cdot 10^{11}.$$

3. Оскільки $Gr \cdot Pr > 10^9$, то повітря рухається в турбулентному режимі і для розрахунку значення критерію Нусельта використовуємо формулу (11.39) при $Pr_{\text{мн}}/Pr_{\text{см}} \approx 1$, тобто $Nu = 0,15 (GrPr)^{0,33} = 0,15 (1,62 \cdot 10^{11})^{0,33} = 823$.

4. І тоді коефіцієнт тепловіддачі від поверхні вертикальної плити до повітря $\alpha = Nu \cdot \lambda / l = 823 \cdot 0,0259 / 2,5 = 8,52 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Відповідь: $\alpha = 8,52 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Задача 11.11.

У випарнику кипить вода при тиску $p = 5$ бар. Температура стінки випарника $t_{\text{см}} = 60^\circ\text{C}$, площа поверхні нагріву $F = 10 \text{ м}^2$. Визначити коефіцієнт тепловіддачі під час кипіння води, і кількість пари, отриманої у випарнику за

1 год.

Дано:

$$p = 4,76 \text{ бар};$$

$$t_{\text{см}} = 162^\circ\text{C};$$

$$F = 10 \text{ м}^2$$

$$\alpha = ?; m = ?.$$

Розв'язання

1. Згідно таблиці 5 додатка для киплячої води при $p = 5$ бар температура насичення $t_n = 150^\circ\text{C}$; а за таблицею 6 додатка теплода пароутворення $r = 2114,3 \text{ кДж}/\text{кг}$. Різниця температур між стінкою і паром

$$\Delta t = t_{\text{см}} - t_n = 162 - 150 = 12^\circ\text{C};$$

2. Коефіцієнт тепловіддачі визначається за формулою (11.41)

$$\alpha = 38,7 \Delta t^{2,33} p^{0,5} = 38,7 \cdot 12^{2,33} 4,76^{0,5} = 27579 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$$

3. Кількість теплоти, що передається

$$Q = \alpha \Delta t F = 27579 \cdot 12 \cdot 10 = 3309480 \text{ Вт} = 3309 \text{ кВт}.$$

4. Кількість пари, отриманої за 1 год

$$m = Q/r = 3309 \cdot 3600 / 2114,3 = 5634 \text{ кг}/\text{год}.$$

Відповідь: $\alpha = 27579 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}); m = 5634 \text{ кг}/\text{год}.$

Задача 11.12.

На зовнішній поверхні труби діаметром $d = 20 \text{ мм}$ і завдовжки $l = 3 \text{ м}$ конденсується суха насичена водяна пара при тиску $p = 0,1013 \text{ МПа}$. Температура поверхні труби $t_{\text{см}} = 90^\circ\text{C}$. Визначити масу пари, що конденсується на поверхні вертикальної труби.

Дано:

$$d = 20 \text{ мм};$$

$$l = 3 \text{ м};$$

$$p = 0,1013 \text{ МПа};$$

$$t_{\text{см}} = 90^\circ\text{C};$$

$$M = ?;$$

Розв'язання

1. Температура насичення для даного тиску пари згідно таблиці 6 додатка $t_n = 100^\circ\text{C}$. Термодинамічні властивості конденсату залежить від середньої температури плівки $t_{\text{сер}} = 0,5 (t_n + t_{\text{см}})$, а теплота пароутворення r визначається за температурою насичення t_n .



Отже, $t_{сер} = 0,5(100+90) = 95^{\circ}\text{C}$.

2. Для температури $t_{сер} = 95^{\circ}\text{C}$ згідно таблиці 5 додатка:

$\rho = 961,8 \text{ кг/м}^3$; $\lambda = 0,6815 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$; $\nu = 0,346 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;

$\text{Pr} = 1,85$; $c_p = 4,214 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$ і $r = 2256,8 \text{ кДж/кг}$.

3. Для вертикального розташування труби беремо формулу (11.47)

$$Nu = c (K Ga Pr)^{0,25},$$

де $K = r/(c_p \Delta t)$; $Ga = gl^3/\nu^2$; $Pr = \nu/\alpha$. Тут Ga – критерій Галілея. Для вертикальної стінки і труби $c = 0,943$;

$$K = 2256,8 \cdot 10^3 / (4,214 \cdot 10^3 (100-90)) = 53,55;$$

$$Ga = 9,81 \cdot 3^3 / (0,346 \cdot 10^{-6})^2 = 2212,5 \cdot 10^{12};$$

$$Nu = 0,943 (53,55 \cdot 2212,5 \cdot 10^{12} \cdot 1,85)^{0,25} = 20402.$$

4. Коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = Nu \lambda / l = 20402 \cdot 0,6815 / 3 = 4635 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K)}$$

5. Маса пари, що конденсується

$$M = \pi d l \alpha \Delta t / r = 3,14 \cdot 0,02 \cdot 3 \cdot 4635 \cdot 10 / 2256,8 \cdot 10^3 = 0,00386 \text{ кг/с}.$$

Відповідь: $M = 0,00386 \text{ кг/с}$.

Задача 11.13.

Визначити щільність теплового потоку, який випромінюється абсолютно чорним тілом, якщо температура його $t_1 = 1000^{\circ}\text{C}$; $t_2 = 0^{\circ}\text{C}$; $t_3 = -20^{\circ}\text{C}$.

Дано:

$$t_1 = 1000^{\circ}\text{C}; T_1 = 1273 \text{ К};$$

$$t_2 = 0^{\circ}\text{C}; T_2 = 273 \text{ К};$$

$$t_3 = -20^{\circ}\text{C}; T_3 = 253 \text{ К}.$$

$$E_{1,3} = ?;$$

Розв'язання

1. Енергія випромінювання визначається за законом Стефана-Больцмана (11.59)

$$E_o = c_o (T/100)^4,$$

де $c_o = 5,67 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K}^4)$ – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

$$E_{01} = 5,67 (1273/100)^4 = 148900 \text{ Вт/м}^2;$$

$$E_{02} = 5,67 (273/100)^4 = 315 \text{ Вт/м}^2;$$

$$E_{03} = 5,67 (253/100)^4 = 232 \text{ Вт/м}^2.$$

Відповідь: $E_{01} = 148900 \text{ Вт/м}^2$; $E_{02} = 315 \text{ Вт/м}^2$; $E_{03} = 232 \text{ Вт/м}^2$.

Задача 11.14.

Визначити коефіцієнт поглинання сталі (поверхня матова). Коефіцієнт випромінювання сталі з матовою поверхнею $c = 5,03 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K}^4)$.

Дано:

$$c = 5,03 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K}^4).$$

$$A = ?;$$

Розв'язання

1. За рівнянням Кірхгофа (11.62)

$$E/A = E_o = c_o (T/100)^4, \text{ звідси коефіцієнт поглинання сталі } A = E/E_o.$$

2. За рівнянням (11.64) $E = c (T/100)^4$ і при $c_o = 5,67 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K}^4)$ отримаємо

$$A = E/E_o = [c (T/100)^4] / [c_o (T/100)^4] = c/c_o = 5,03/5,67 = 0,887.$$

Відповідь: $A = 0,887$.



Задача 11.15.

Обмурівка топкової камери парового котла виконана з шамотної цегли, а зовнішня обшивка – з листової сталі. Відстань між обшивкою і цегляною кладкою дорівнює 30 мм, і можна вважати її малою в порівнянні з розмірами стін топки. Визначити втрати тепла в оточуюче середовище з одиниці поверхні в одиницю часу в умовах стаціонарного режиму за рахунок променевого теплообміну між поверхнями обмурівки і обшивки. Температура зовнішньої поверхні обмурівки $t_1 = 137^\circ\text{C}$, а температура сталеві обшивки $t_2 = 40^\circ\text{C}$. Ступені чорноти шамоту $\varepsilon_{ш} = 0,8$ і листової сталі $\varepsilon_c = 0,6$.

Дано:

$l = 30 \text{ мм} = 0,03 \text{ м};$
 $t_1 = 137^\circ\text{C}; T_1 = 410 \text{ К};$
 $t_2 = 40^\circ\text{C}; T_2 = 313 \text{ К};$
 $\varepsilon_{ш} = 0,8;$
 $\varepsilon_c = 0,6.$

$q_{1-2} = ?;$

$$\varepsilon_{np} = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1) = 1/(1/0,8 + 1/0,6 - 1) = 0,522.$$

3. Тоді, при коефіцієнті випромінювання абсолютно чорного тіла $c_o = 5,67 \text{ Вт/(м}^2\text{К}^4)$

$$q_{1-2} = 0,522 \cdot 5,67 [(410/100)^4 - (313/100)^4] = 552 \text{ Вт/м}^2.$$

Відповідь: $q_{1-2} = 552 \text{ Вт/м}^2.$

Задача 11.16.

В нагрівальній печі температура газів по усьому об'єму стала і дорівнює 1100°C . Об'єм печі $V = 10 \text{ м}^3$, повна площа поверхні огороження $F = 30 \text{ м}^2$. Загальний тиск продуктів згоряння $p = 9,81 \text{ Н/см}^2$, а парціальний тиск водяної пари $p_{H_2O} = 0,9 \text{ Н/см}^2$ і вуглекислоти $p_{CO_2} = 1,3 \text{ Н/см}^2$. Визначити ступінь чорноти газової суміші, яка випромінює, і власне випромінювання продуктів згоряння.

Дано:

$t_g = 1100^\circ\text{C}; T_g = 1373 \text{ К};$
 $V = 10 \text{ м}^3;$
 $F = 30 \text{ м}^2;$
 $p = 9,81 \text{ Н/см}^2$
 $p_{H_2O} = 0,9 \text{ Н/см}^2;$
 $p_{CO_2} = 1,3 \text{ Н/см}^2;$
 $\varepsilon_g = ?; E_{\text{вл.г}} = ?.$

Розв'язання

1. Середня довжина шляху променю газового шару в об'ємі печі визначається за формулою $l = 3,6V/F = 3,6 \cdot 10/30 = 1,2 \text{ м}.$

2. Добутки парціальних тисків вуглекислоти і водяних парів на довжину шляху променю дорівнюють:

$$p_{CO_2} l = 1,2 \cdot 1,3 = 1,56 \text{ м} \cdot \text{Н/см}^2 = 0,156 \cdot 10^5 \text{ м} \cdot \text{Па};$$

$$p_{H_2O} l = 0,9 \cdot 1,2 = 1,08 \text{ м} \cdot \text{Н/см}^2 = 0,108 \cdot 10^5 \text{ м} \cdot \text{Па}.$$

3. Ступені чорноти CO_2 і H_2O при температурі газів $t_g = 1100^\circ\text{C}$ знаходимо за графіками рис. 11.13 і рис. 11.14: $\varepsilon_{CO_2} = 0,13; \varepsilon_{H_2O} = 0,1.$



Ступень чорноти газової суміші

$$\varepsilon_g = \varepsilon_{CO_2} + \beta \varepsilon_{H_2O}.$$

4. З графіків на рис. 11.15 знаходимо поправку $\beta = 1,42$.

$$\text{Тоді } \varepsilon_g = 0,13 + 1,42 \cdot 0,1 = 0,272.$$

5. Власне випромінювання продуктів згоряння за формулою (11.64)

$$E_{\text{вл.г}} = \varepsilon_g c_o (T_g/100)^4 = 0,272 \cdot 5,67 (1373/100)^4 = 54806 \text{ Вт/м}^2.$$

$$\text{Відповідь: } \varepsilon_g = 0,272; E_{\text{вл.г}} = 54806 \text{ Вт/м}^2.$$

Задача 11.17.

Визначити тепловий потік від вертикальної плити висотою $l = 2,5$ м і шириною $b = 3$ м з температурою $t_{\text{cm1}} = 90^\circ\text{C}$ у навколишнє середовище, у якому знаходиться спокійне повітря, що має температуру $t_{\text{mn}} = 20^\circ\text{C}$. На відстані 0,3 м від плити розміщено вертикальну стінку, температура якої $t_{\text{cm2}} = 20^\circ\text{C}$. Ступені чорноти плити і стінки однакові і дорівнюють $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,9$.

Дано:

$$l = 2,5 \text{ м}; b = 3 \text{ м};$$

$$t_{\text{cm1}} = 90^\circ\text{C}; T_{\text{cm1}} = 363 \text{ К};$$

$$t_{\text{mn}} = 20^\circ\text{C}; T_{\text{mn}} = 293 \text{ К};$$

$$t_{\text{cm2}} = 20^\circ\text{C}; T_{\text{cm2}} = 293 \text{ К}$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,9;$$

$$Q_o = ?;$$

Розв'язання

1. Це – випадок складного теплообміну, коли сумарний тепловий потік визначається за рівнянням (11.76) $q = q_k + q_e =$

$$= \alpha(t_{\text{cm}} - t_{\text{mn}}) + \varepsilon c_o [(T_{\text{cm}}/100)^4 - (T_{\text{mn}}/100)^4].$$

Для визначення режиму течії при вільній конвек-

ції знаходимо значення комплексу (Gr·Pr).

При температурі $t_{\text{mn}} = 20^\circ\text{C}$ для повітря маємо (табл. 2 додатка):

$$\nu = 15,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \lambda = 0,0259 \text{ Вт/(м·К)}; \text{Pr} = 0,703; \beta = 1/T = 1/293 = 0,00341 \text{ К}^{-1}.$$

2. Визначаємо значення добутку Gr·Pr

$$\text{Gr} \cdot \text{Pr} = \frac{g l^3 \beta \Delta t}{\nu^2} \text{Pr} = \frac{9,81 \cdot 2,5^3 \cdot 0,00341 \cdot 70}{(15,06 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 0,703 = 1,13 \cdot 10^{11}.$$

3. Оскільки $\text{Gr} \cdot \text{Pr} > 6 \cdot 10^{10}$, то повітря рухається в турбулентному режимі і для розрахунку значення критерію Нусельта використовуємо формулу (11.39) при $\text{Pr}_{\text{mn}}/\text{Pr}_{\text{cm}} \approx 1$

$$\text{Nu} = 0,15 (\text{GrPr})^{0,33} = 0,15 (1,13 \cdot 10^{11})^{0,33} = 730.$$

4. І тоді коефіцієнт тепловіддачі від поверхні вертикальної плити до повітря

$$\alpha = \text{Nu} \cdot \lambda / l = 730 \cdot 0,0259 / 2,5 = 7,56 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

5. Конвективний тепловий потік

$$Q_k = \alpha \Delta t F = 7,56 \cdot 70 \cdot 2,5 \cdot 3 = 3969 \text{ Вт}$$

6. Тепловий потік випромінювання визначаємо за рівнянням (11.71)

$$Q_e = \varepsilon_{\text{np}} c_o F [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4].$$

Приведена ступень чорноти

$$\varepsilon_{\text{np}} = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1) = 1/(1/0,9 + 1/0,9 - 1) = 0,818.$$



7. Тоді, при коефіцієнті випромінюванні абсолютно чорного тіла
 $c_o = 5,67 \text{ Вт/(м}^2\text{K}^4)$

$$Q_o = 0,818 \cdot 5,67 \cdot 7,5 [(363/100)^4 - (293/100)^4] = 3472 \text{ Вт.}$$

8. Сумарний тепловий потік

$$Q_o = Q_k + Q_o = 3969 + 3472 = 7441 \text{ Вт.}$$

Відповідь: $Q_o = 7441 \text{ Вт.}$

Задача 11.18.

Визначити площу поверхні теплообміну протитечісного теплообмінника типу „труба в трубі”. Нагрівальна вода тече у внутрішній сталевій трубі ($\lambda = 45 \text{ Вт/(м·К)}$), діаметр якої $d_2/d_1 = 40/37 \text{ мм}$. Початкова температура нагрівальної води $t_1' = 91^\circ\text{C}$, масова витрата $G_1 = 2 \text{ кг/с}$. Нагрівна вода проходить кільцевим каналом між трубами. Внутрішній діаметр зовнішньої труби $D = 60 \text{ мм}$. Витрата нагрівної води $G_2 = 1,2 \text{ кг/с}$; її температура на вході $t_2' = 20^\circ\text{C}$, на виході $t_2'' = 80^\circ\text{C}$.

Дано:

$$\lambda = 45 \text{ Вт/(м·К);}$$

$$d_2/d_1 = 40/37 \text{ мм;}$$

$$t_1' = 91^\circ\text{C}; T_1 = 364 \text{ К;}$$

$$G_1 = 2 \text{ кг/с;}$$

$$D = 60 \text{ мм;}$$

$$G_2 = 1,2 \text{ кг/с;}$$

$$t_2' = 20^\circ\text{C}; T_2 = 293 \text{ К;}$$

$$t_2'' = 80^\circ\text{C}; T_2'' = 353 \text{ К;}$$

$$F = ?;$$

Розв'язання

1. Приймаючи теплоємність води $c = 4190 \text{ Дж/(кг·К)}$, визначаємо кількість теплоти, яка передається нагрівальною водою:

$$Q = G_2 c (t_2'' - t_2') = 1,2 \cdot 4190 (80 - 20) = 301680 \text{ Вт.}$$

2. Температура нагрівальної води на виході з апарата

$$t_1'' = t_1' - Q/(G_1 c) = 91 - 301680/(2 \cdot 4190) = 55^\circ\text{C.}$$

3. Згідно таблиці 5 додатка фізичні параметри нагрівальної води при її середній температурі

$$t_{сеп1} = 0,5(95 + 55) = 75^\circ\text{C};$$

$$\rho_1 = 971,6 \text{ кг/м}^3; \nu_1 = 0,39 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \lambda_1 = 0,671 \text{ Вт/(м·К)}; \text{Pr}_1 = 2,38.$$

Фізичні параметри нагрівної води при її середній температурі

$$t_{сеп2} = 0,5(t_2' + t_2'') = 0,5(20 + 80) = 50^\circ\text{C};$$

$$\rho_2 = 988,1 \text{ кг/м}^3; \nu_2 = 0,556 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \lambda_2 = 0,648 \text{ Вт/(м·К)}; \text{Pr}_2 = 3,54.$$

4. Швидкості руху теплоносіїв:

$$w_1 = 4G_1/(\rho_1 \pi d_1^2) = 4 \cdot 2/(971,6 \cdot 3,14 \cdot 0,037^2) = 1,91 \text{ м/с};$$

$$w_2 = 4G_2/(\rho_2 \pi (D^2 - d_1^2)) = 4 \cdot 1,2/(988,1 \cdot 3,14 \cdot (0,06^2 - 0,037^2)) = 0,694 \text{ м/с};$$

5. Число Рейнольдса для нагрівальної води

$$\text{Re}_1 = w_1 d_1/\nu_1 = 1,91 \cdot 0,037/0,39 \cdot 10^{-6} = 181205.$$

Оскільки $\text{Re}_1 > 10^4$, то настає стабілізований турбулентний рух, для якого використовуємо залежність (11.33)

$\text{Nu} = 0,021 \text{ Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43} (\text{Pr}_{\text{мн}}/\text{Pr}_{\text{см}})^{0,25} \varepsilon_i$; При $l/d > 50$ $\alpha_i = 1$. Приймаємо температуру стінки $t_{\text{см}} = 0,5(t_{сеп1} + t_{сеп2}) = 0,5(75 + 50) = 62,5^\circ\text{C}$. При цій температурі



$Pr_{ст.} = 2,88$. Тоді

$$Nu_1 = 0,021 \cdot 181205^{0,8} \cdot 2,38^{0,43} (2,38/2,88)^{0,25} = 467.$$

$$\alpha_1 = Nu_1 \lambda_1 / d_1 = 467 \cdot 0,671 / 0,037 = 8469 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

6. Еквівалентний діаметр каналу для нагрівної води

$$d_{екв} = 4F/S = 4(\pi D^2/4 - \pi d_2^2/4)/(\pi D + \pi d_2) = D - d_2 = 0,06 - 0,04 = 0,02 \text{ м};$$

Число Рейнольда

$$Re_2 = w_2 d_{екв} / \nu_2 = 0,694 \cdot 0,02 / 0,556 \cdot 10^{-6} = 24964 > 10^4.$$

Число Нуссельта

$$Nu_2 = 0,021 \cdot 24964^{0,8} \cdot 3,54^{0,43} (3,54/2,88)^{0,25} \cdot 1 = 125.$$

Коефіцієнт теплоотдачі

$$\alpha_2 = Nu_2 \lambda_2 / d_{екв} = 125 \cdot 0,648 / 0,02 = 4050.$$

7. Оскільки для внутрішньої туби $d_2/d_1 = 1,08 < 1,8$; коефіцієнт тепло-
віддачі визначаємо як для плоскої стінки

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2} = \frac{1}{1/8469 + 0,0015/45 + 1/4050} = 2511$$

Вт/(м²·К).

8. Середня логарифмічна різниця температур при протіканні

$$\Delta t = \frac{(t_1' - t_2'') - (t_1'' - t_2')}{\ln \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'}} = \frac{(91 - 80) - (55 - 20)}{\ln \frac{91 - 80}{55 - 20}} = 20,74^\circ\text{C}.$$

9. Площа поверхні нагріву $F = \frac{Q}{k \Delta t} = \frac{301680}{2511 \cdot 20,74} = 5,79 \text{ м}^2.$

Відповідь. $F = 5,79 \text{ м}^2.$

Контрольні питання.

1. Що таке динамічний і тепловий пограничні шари?
2. Як зв'язані між собою тепловіддача і тертя?
3. Які основні умови моделювання тепловіддачі?
4. Який вигляд мають рівняння теплопередачі для плоскої і циліндричної стінок?
5. Що називається термічним опором теплопередачі, тепловіддачі і теплопровідності?
6. Які режими характерні для вимушеної течії рідини в трубах?
7. Які критерії подібності характеризують тепловіддачу при вимушеному обтіканні плоскої стінки?
8. Які режими характерні для теплообміну при вимушеній течії рідини в трубах?



9. Які особливості гідродинаміки і теплообміну при поперечному обтіканні однієї труби і пучка труб?
10. Які особливості обтікання вертикальної поверхні вільним потоком рідини?
11. Які умови виникнення процесу кипіння і його механізм?
12. Що називається кризою кипіння?
13. При яких умовах виникає процес конденсації? Які її види?
14. Які фактори впливають на інтенсивність процесу конденсації?
15. Який механізм переносу теплоти випромінюванням?
16. Що називається монохроматичним потоком випромінювання?
17. Чим відрізняється теплове випромінювання газів від випромінювання твердих і рідинних тіл?
18. Які тіла називаються абсолютно білими і які абсолютно чорними?
19. Що таке степінь чорноти тіла? Які тіла називаються сірими?
20. Що називається ефективним випромінюванням?
21. В чому сутність законів Планка, Стефана-Больцмана, Кірхгофа і Ламберга?
22. В чому суть методики розрахунків теплообміну при наявності екранів?
23. Як визначається степінь чорноти газу?
24. Як розрізняються теплообмінні апарати за принципом дії?
25. Які рівняння використовують для визначення теплового балансу і теплопередачі?
26. Як виглядають графіки температур теплоносіїв в теплообмінниках з прототечею і протитечею?
27. Яка формула використовується для визначення середньої логарифмічної різниці температур?
28. В чому полягають задачі проектного і повірного розрахунку теплообмінників?
29. Як визначається потужність, яка витрачається на переміщення теплоносіїв в теплообмінному апараті?
30. За якими формулами визначаються опори руху теплоносіїв?



12. ЕНЕРГЕТИЧНІ І ЕКОЛОГІЧНІ ПРОБЛЕМИ ВИКОРИСТАННЯ ТЕПЛОТИ

12.1. Класифікація палива

Паливом називаються горючі речовини, які економічно доцільно використовувати для отримання значної кількості теплової енергії. Основним його видом є органічне паливо, яке утворилося з залишків рослинного і тваринного походжень під тиском і без доступу повітря на протязі тривалого проміжку часу.

За агрегатним станом паливо можливо розділити на тверде, рідке і газоподібне, а за способом отримання – на природне, яке добувається з надр землі, і штучне, що утворюється шляхом хімічної або механічної переробки природного палива, табл. 12.1.

Таблиця 12.1

Загальна класифікація палива

Агрегатний стан палива	Природне	Штучне
Тверде	Дрова, торф, буре вугілля, кам'яне вугілля, напівантрацит, антрацит, горючі сланці	Деревинне вугілля, кокс, напівкокс, брикети, термоантрацит і ін.
Рідке	Нафта	Продукти перегонки і переробки нафти (мазут, бензин, гас, лігроїн, солярове масло, і інші продукти)
Газоподібне	Природний газ, нафто-промисловий (супутний) газ	Гази: доменний, генераторний, коксовий, підземної газифікації твердого палива, гази піролізу, крекінгу

Додатково паливо може класифікуватися по теплостійкості, виходу летких речовин, вмісту вологи, золи, характеристиці коксового залишку, по виду використання і ін.

В 1993 р. світове споживання твердого палива складало 3,21 млрд.т у.п. (умовного палива), рідкого – 4,29 млрд.т у.п., газоподібного – 2,66 млрд.т у.п.



В теперішній час зростання світового споживання енергії суттєво уповільнилося і складає $\sim 0,7\%$ в рік. В 2030 р. за прогнозами в структурі споживання енергії вугілля буде $\sim 35\%$, нафти і газу $\sim 15\%$.

Природний газ є найбільш екологічно чистим видом викопного палива.

12.2. Елементарний склад палива

Паливо у тому вигляді, в якому воно спалюється, тобто потрапляє в топку, називається „робочим паливом”. В склад робочого палива (твердого і рідкого) входять наступні компоненти: вуглець С, водень Н, кисень О, азот N, сірка S, зола А і волога W. В склад газоподібного палива входять: окис вуглецю CO, метан CH_4 , сірководень H_2S і вуглеводневі сполуки типу C_nH_{2m} . До горючих елементів палива відносяться вуглець С, водень Н і сірка S (остання в вигляді органічних сполук).

Елементарний склад палива може бути заданий робочою, сухою, горючою і органічною масами. Елементарний склад палива задається в відсотках за масою і може бути представлений в наступних рівностях:

$$\text{робоча маса} \quad C^P + H^P + O^P + N^P + S^P + A^P + W^P = 100 \%;$$

$$\text{суха маса} \quad C^c + H^c + O^c + N^c + S^c + A^c = 100 \%;$$

$$\text{горюча маса} \quad C^g + H^g + O^g + N^g + S^g = 100 \%;$$

$$\text{органічна маса} \quad C^o + H^o + O^o + N^o = 100 \%;$$

де C^P, C^c, C^g, C^o – вміст вуглецю, що входить в склад відповідно робочої, сухої, горючої і органічної мас палива; H^P, H^c, H^g, H^o – вміст водню; O^P, O^c, O^g, O^o – вміст кисню; N^P, N^c, N^g, N^o – вміст азоту; S^P, S^c, S^g, S^o – вміст сірки; A^P, A^c, W^P – вміст золи і вологи.

Сірка в твердому паливі поділяється на органічну S_{op} , піритну (колчеданову S_p або S_k) і сульфатну S_c . Перші два види беруть участь у горінні і відносяться до сірки горючої S_{op-n}^g або леткої

S_n^g ; сульфатна сірка повністю переходить в золу і вміст її в паливі незначний. Важливою складовою палива є вуглець. При повному згорянні 1 кг вуглецю виділяється 34100 кДж тепла. Чим більше вологи в паливі, тим менше горюча частина в одиниці маси.



Негорючі мінеральні домішки є баластом палива. Твердий горючий продукт повного окислення і розкладання усіх мінеральних домішок палива називається *золою*. Якість золи в продуктах згоряння і її кількість враховується при використанні палива. Зола після розкладання і плавлення перетворюється в спечену масу, яка називається *жужель* (шлак).

Важливим показником якості палива є вихід летючих речовин і характеристика коксу. В склад летючих речовин, які виділяються з палива при нагріванні, входять гази - окис вуглецю, водень, вуглеводень, азот, кисень, вуглекислий газ і ін.

Вихід летких речовин визначають в відсотках до безводної і беззольної (горючої) маси палива:

$$V^r = V^a [1000 / (1000 - A^a - W^a)],$$

де V^a , A^a , W^a – відповідно вихід летких речовин, вміст золи і волоgi в паливі на аналітичну пробу в відсотках. Чим більше вихід летких речовин, тим легше загоряється паливо.

12.3. Теплота згоряння палива

Теплотою згоряння називають кількість тепла, яке виділяється при повному згорянні 1 кг твердого (рідкого) або 1 м³ газоподібного палива.

Теплоту згоряння позначають буквою Q , верхні індекси відповідають масовій складовій, яка приймається до розрахунку (Q^o , Q^r , Q^a , Q^c , Q^p), нижній індекс для вищої (Q_e) або нижчої (Q_n), наприклад, Q_e^p , Q_n^c , і ін.

Теплота згоряння вища більша, ніж теплота згоряння нижча на кількість теплоти, яка витрачається на випаровування волоgi робочої маси палива і волоgi, що отримується при згорянні водню, який входить в склад палива.

При відомому елементарному складі (%) твердого і рідкого палива теплоту згоряння визначають, кДж/кг

$$Q_e^p = 339C^p + 1256H^p - 109(O^p - S_n^p); \quad (12.1)$$

$$Q_n^p = 339C^p + 1031H^p - 109(O^p - S_n^p) - 25W^p. \quad (12.2)$$

Співвідношення між вищою і нижчою теплотою згоряння:

$$Q_e^p = Q_n^p + 225 H^p + 25 W^p. \quad (12.3)$$



Нижча теплота згоряння газоподібного палива, кДж/м^3 за сухим об'ємним складом, який виражений в (%), визначається із співвідношення.

$$Q_n^c = 126CO + 108H_2 + 358CH_4 + 638C_2H_6 + 913C_3H_8 + 1187C_4H_{10} + \\ + 1461C_5H_{12} + 591C_2H_4 + 860C_3H_6 + 1135C_4H_8 + 1412C_5H_{10} + \\ + 1403C_6H_6 + 235H_2S. \quad (12.4)$$

Якщо в склад газу входять невідомі вуглеводи, які не увійшли у формули, то їх суму додають до вмісту C_2H_4 у паливі.

В результаті згоряння органічного палива в атмосферу викидається велика кількість вуглецю і сірки, які були в складі палива. Для енергетичних палив запропоновані коефіцієнти викиду вуглецю C на одиницю палива (коефіцієнт вуглецевої інтенсивності), т $C/\text{т у.т.}$: вугілля $\sim 0,73$; нафта $\sim 0,59$; природний газ $\sim 0,4$.

За опублікованими даними повний викид вуглецю в 1993 р. складав $\sim 7,2$ млрд. т/рік і за прогнозами буде ~ 8 млрд. т/рік.

Питомий викид сірки на одиницю палива постійно знижується (в результаті покращення очистки палива і організації процесу згоряння) з $18,3 \text{ кг S/т у.п.}$ і $6,3 \text{ кг S/т у.п.}$ в 1980 р. до $16,2 \text{ кг S/т у.п.}$ і $5,6 \text{ кг S/т у.п.}$ в 1990 р. і (прогноз) до 11 кг S/т у.п. і $3,8 \text{ кг S/т у.п.}$ для вугілля і нафти відповідно.

12.4. Умове паливо. Характеристики палива

Для зручності розрахунків і порівняння теплоти згоряння різних видів палива використовують поняття „умовне паливо”. Умовним прийнято вважати паливо, нижча теплота згоряння якого за робочою масою дорівнює 29300 кДж/кг

Для перерахунку натурального палива в умовне, використовують тепловий еквівалент палива

$$E = Q_n^p / 29300. \quad (12.5)$$

Витрати умовного палива знаходять за формулою

$$B_y = B \cdot E, \quad (12.6)$$

де B – витрата натурального палива.

Тверде паливо. До твердого палива відносять дрова, торф, горючі сланці, викопне вугілля і бітумінозні піски.

Якщо тверде паливо нагріти без доступу повітря, то воно поділиться на дві частини: кокс та леткі речовини. Кількість летких речовин в паливі суттєво впливає на повноту його згоряння і вра-



ховується при конструюванні топкових пристроїв. В міру зростання геологічного віку палива вміст летких речовин в ньому зменшується.

В склад коксового залишку входять частина вуглецю і зола. За хімічним складом кокс є майже чистий вуглець (~97%).

Деревина. До позитивних якостей деревини можливо віднести невелику зольність, довге полум'я і легке займання внаслідок великого виходу летких речовин.

В теперішній час деревину використовують як будівельний матеріал і сировину для хімічного виробництва, а як дрова деревину спалюють лише в невеликих котельнях, що розташовані далеко від залізничного транспорту, де крім деревини і дров'яних відходів нема інших видів палива.

Торф. Торф утворюється з болотних рослин під водою без доступу повітря. Він залягає неглибоко від поверхні землі шарами товщиною до 10 м.

В одних і тих же відкладах зустрічається торф з різним ступенем розкладання: від свіжої майже не розкладеної волокнистої речовини до темно-бурої маси готового торфу.

Розкладання торфу - це процес його науглецювання. Чим вище ступень розкладання, тим більше в ньому вміщується вуглецю і, отже, вище його теплотворна здатність.

Торф є місцевим паливом. Транспортувати його недоцільно, тому що він вміщує до 50 % вологи і до 11 % мінеральних домішок; при перевезенні він кришиться, легко зволожується, а промерзлий і вивітрілий торф розсипається. Підприємство, яке використовує торф як паливо, необхідно будувати поблизу торфородовищ.

Торф доцільно газифікувати. Вихід летких на горючу масу палива доходить до 70 %. Отримане газове паливо зручне для транспортування і спалювання.

Горючі сланці. Старовинний торф має велику подібність до викопного вугілля. Тому його називають горючими сланцями або сланцевим вугіллям.

Горючі сланці легко запалюються і горять довгим чадним полум'ям. При сухій перегонці вони розкладаються на кокс, смолу і супутні продукти перегонки, які підлягають подальшій переробці. Горючі сланці є цінним місцевим паливом і хімічною сировиною. Вихід летких на горючу масу доходить до 90%.



Головним видом природного твердого палива є викопне вугілля. Воно утворилося з дерев і рослин далекого кам'яновугільного періоду. За геологічним віком викопне вугілля поділяється на буре, кам'яне і антрацит. В міру зростання геологічного віку в ньому підвищується вміст вуглецю, а отже, підвищується і його теплотворна здатність.

Буре вугілля залягає під землею неглибоко. Іноді розробка ведеться відкритим способом. Вугілля має вид темної блискучої маси і іноді зберігає будову деревини.

Буре вугілля вміщує до 50 % вологи на робочу масу палива і до 30% мінеральних домішок на суху масу. Вихід летких на горючу масу доходить до 45 %.

Буре вугілля відносять до низькосортного палива. Воно не коксується, механічно неміцне і дає велику кількість крихти. Буре вугілля є місцевим енергетичним паливом.

Кам'яне вугілля майже завжди залягає глибоко під землею, тому його добування пов'язане з підземними роботами. Кам'яне вугілля вміщує від 75 до 93 % вуглецю. Вологість робочого палива коливається від 4 до 12 %, зольність на суху масу від 6 до 30 %, вихід летких від сухої маси від 10 до 45 %. Вміст сірки може доходити до 7 %.

Кам'яне вугілля, що має довге полум'я і не коксується, є енергетичним паливом, а те, що коксується, - металургійним.

Антрацит є найстародавнішим викопним вугіллям. Він характеризується високою густиною і тому має низьку робочу вологість (від 4 до 6 %), зольність від сухої маси 14...18 %, вихід летких від 4 до 7 %.

Рідке паливо.

Природне. Природним рідким паливом є нафта. Проте в натуральному вигляді в якості палива її не застосовують. Густина нафти залежить від кількості вміщених в ній смолистих речовин, низько киплячих фракцій і розчиненого повітря. Питома вага смолистих речовин більше одиниці (1,01...1,07), отже, чим більше в нафті вміщується смолистих речовин, тим вона важча. Легкі нафти з питомою вагою 0,77...0,8 складаються в основному з фракцій бензину і гасу або вміщують в своєму складі розчинений газ.

Штучне. В результаті переробки нафти і твердого палива отримують усі види рідкого палива. Для карбюраторних двигунів



– бензин, лігроїн, гас; для дизельних – газойль і солярове масло; для реактивних – фракції гасу і газойля. Мазут використовують як котельне, так і моторне паливо.

Газоподібне паливо.

Природне. Природний газ зустрічається в багатьох місцях земної кулі. Запаси газового палива в деяких покладах досягають сотень мільярдів кубічних метрів. Його добувають не тільки з газових свердловин, але й як супутній продукт при добуванні нафти. Такий природний газ називають супутнім нафтовим газом.

Основною складовою горючою частиною природного газу є метан CH_4 (80...90%). Природний газ має високу теплоту згоряння. Його використовують в якості палива для промислових печей, автотранспорту, а також для побутових потреб.

Частину природного газу хімічно переробляють для отримання рідкого палива, технологічного газу, хімічної сировини.

Штучне. Штучне газове паливо (коковий, мазутний, генераторний газ) отримують при переробці нафти і природного твердого палива, а також в якості супутнього продукту в деяких галузях промислового виробництва, як, наприклад, в доменному.

Доменний газ утворюється в доменних печах при виплавланні чавуну. Приблизно половина отриманого газу витрачається на власні потреби доменної печі. Друга половина газу може бути використана в якості палива.

В таблицях 12.2, 12.3, 12.4 наведені склад і параметри палив.

Таблиця 12.2

Теплота згоряння палива

Паливо	$Q_n^p \cdot 10^{-4}$, кДж/кг	Паливо	$Q_n^p \cdot 10^{-4}$, кДж/м ³
Деревина	1,05-1,47	Гас	4,40-4,60
Торф	0,84-1,05	Бензин	4,40-4,70
Буре вугілля	0,63-1,09	Природний газ	2,70-3,80
Кам'яне вугілля	2,10-3,00	Нафтовий газ, отриманий при	
Антрацит	2,70-3,10	добуванні нафти	4,20-7,10
Горючі сланці	0,73-1,05	Коксовий газ	1,50-2,10
Деревинне вугілля	3,00-3,40	Доменний газ	0,31-0,41
Напівкокс	2,50-3,10	Генераторний	0,46-0,71
Кокс	2,80-3,10	газ	
Нафта	4,30-4,60	Водяний газ	1,05-1,17
Мазут	4,00-4,55		



Таблиця 12.3

Склад газоподібних палив

Найменування	Склад %							
	CH ₄	C ₂ H ₄	N ₂	CO ₂	H ₂ S	O ₂	CO	H ₂
Газ доменних печей	0,3	-	55	12,5	-	0,2	27	5
Газ підземної газифікації	1,8	-	63,6	9,5	0,6	-	10	14,5
Коксовий газ	22,5	2,3	7,8	2,3	-	0,8	6,8	57,5
Найменування	CH ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₈	C ₄ H ₁₀	C ₅ H ₁₂	N ₂		
Природний газ (діапазон змін)	84,5... 96,1	0,7... 3,8	0,1... 0,9	0,1... 0,9	0,7... 1,2	0,1... 0,6		

Таблиця 12.4

Характеристики компонентів газоподібних палив

Компонент	Формула	Густина кг/м ³ (при 0,101 МПа і 273 К)	Концентраційні межі вибухово- сті, %
<i>Парафінові вуглеводні</i>			
Метан	CH ₄	0,72	5...15
Етан	C ₂ H ₆	1,34	3...12
Пропан	C ₃ H ₈	1,97	2...10
н-Бутан	C ₄ H ₁₀	2,60	2...8
<i>Олефірові вуглеводні</i>			
Етилен	C ₂ H ₄	1,25	2...32
Пропилен	C ₃ H ₆	1,88	2...11
н-Бутилен	C ₄ H ₈	2,50	2...9
Водень	H ₂	0,09	4...66
Оксид вуглецю	CO	1,25	12...75
Сірководень	SH ₂	1,52	4...45
<i>Баласт</i>			
Діоксид вуглецю	CO ₂	1,96	-
Азот	N ₂	1,25	-

12.5. Моторні палива для поршневих ДВЗ

Основними моторними паливами є бензини та дизельні палива, які отримують шляхом переробки нафти. Ці палива є сумішами різних вуглеводнів (насичених парафінових вуглеводнів C_nH_{2n+2}, нафтенів або циклоалканів C_nH_{2n}, ароматичних вуглеводнів, в основному



водного господарства
та природокористування

$C_{пH_{2п-6}}$. Використовують також *стиснені та скраплені гази, синтетичні палива*, які отримують переробкою вугілля, сланців, бітумних пісків; *спирти; ефіри*, які є ізомерами спиртів.

12.5.1. Експлуатаційні характеристики моторних палив

Бензини. Автомобільні бензини є сумішами вуглеводнів, які википають в діапазоні температур 35...205°C. Промисловість виробляє бензини марок А-76, АІ-93 (АІ-92), АІ-95, за ГОСТ 2084-77, а також ряд інших сортів (неетилований бензин А-91, бензини марок А-80, А-92, А-96). В останні роки в ряді країн почато виробництво екологічно чистих модифікованих бензинів з обов'язковим додаванням компонентів, які вміщують кисень. Цифри в марці бензину показують октанове число (ОЧ), яке характеризує *детонаційну стійкість* бензинів, таблиця 12.5.

Таблиця 12.5

Вимоги до якості автомобільних бензинів за ГОСТ 2084-77

Показники	А-76		АІ-93		АІ-95
	неетилований	етилований	неетилований	етилований	
Октанове число: за моторним методом ОЧМ, не менше	76		85		85
за дослідним методом, ОЧД, не менше	Не нормується		93		95
Маса свинцю, г, на 1 дм ³ бензину, не менше	0,013	0,17	0,013	0,37	0,013
Фракційний склад, °С:					
$t_{нк}$, не менше	35 (не норм.)		35 (не норм.)		35 (не норм.)
$t_{10\%}$, не менше	70 (55)		70 (55)		75(55)
$t_{50\%}$, не менше	115 (100)		115 (100)		120 (105)
$t_{90\%}$, не менше	180 (160)		180 (160)		180 (160)
$t_{кк}$, не менше	195 (185)		205 (195)		205 (195)



Тиск насиченої пари, мм рт. ст., не більше	500 (500...700)		500 (500-700)		500 (500-700)
Концентрація фактичних смол, мг на 100 см ³ , не більше	3 (8)	5 (10)	відс (5)	5 (7)	5 (5)
Масова доля сірки, %, не більше	0,10		0,10		0,10

Примітка. В дужках значення для бензинів зимового виду.

Найменшу детонаційну стійкість мають парафіни, найбільшу – ароматичні вуглеводні. Зі збільшенням кількості атомів вуглеводнів в молекулі ОЧ зменшується.

Випарність бензинів визначають в основному з кривої фракційної розгонки (фракційним складом) і тиском насичених парів. Важливими експлуатаційними якостями бензинів є також *прокачуваність*, *схильність до утворення відкладень*, *корозійна активність* і ін.

Дизельне паливо. Палива для автомобільних і паливних дизелів виробляється в основному з гідроочищених фракцій прямої перегонки нафти. Дизельні палива включають наступні групи вуглеводнів (%): нормальні парафінові – 5...30, ізопарафінові – 18...46, нафтенів – 23...60, ароматичні – 14...35.

Промисловість виробляє три сорти дизельного палива: «л» (літнє) – для експлуатації при температурі оточуючого повітря 0°C і вище; «з» (зимове) - для експлуатації при температурі -20°C і вище; «а» (арктичне) – для температури оточуючого повітря -50°C і вище.

Для дизельних палив найважливішими експлуатаційними властивостями є випарність, спалахування, низькотемпературні властивості і прокачуваність. *Випарність* визначається фракційним складом, густиною і в'язкістю палива. Для покращення екологічних властивостей палива необхідно також обмежувати вміст в паливі ароматичних вуглеводнів (не більше 15%) і сірки (0,05...0,15 %).



Спалахування дизельних палив оцінюють цетановим числом (ЦЧ). Найбільші ЦЧ мають алкани, найменші – біциклічні ароматичні вуглеводні. Вуглеводні, які мають високі ЦЧ, мають низьку детонаційну стійкість (малі ОЧ):

$$\text{ЦЧ} = 60 - \text{ОЧ}/2.$$

Підвищення ЦЧ дизельного палива, як правило, покращує пускові властивості двигуна.

Для надійної роботи паливних систем дизелів важливими є *низькотемпературні властивості*, які оцінюються температурами *помутніння* (з палива починають випадати тверді вуглеводні) і *граничною температурою фільтрації* (паливо після охолодження спроможне проходити через фільтр з встановленою швидкістю). Покращення низькотемпературних властивостей можливо як зміною складу і видаленням н-парафінових вуглеводнів (це супроводжується зниженням ЦЧ), так і додаванням спеціальних (депресорних) присадок.

Для дизельних палив бажано мати можливо меншу схильність до нагароутворення і створення відкладень, меншу корозійну активність. Ці властивості оцінюються такими показниками палив, як *кислотність*, *вміст сірки*, *коксуваність*, *зольність* і ін. Вимоги до якості дизельного літнього палива, а також перспективних палив більш важкого (УФС) і розширеного (РФС) фракційного складу наведені в таблиці 12.6.

Таблиця 12.6

Показники якості дизельних палив

Показники	ГОСТ 305-82*			РФС	УФС
	Л	З	А		
1	2	3	4	5	6
Цетанове число, не менше	45	45	45	42	42
Фракційний склад, °С, не нижче:					
t _{50%} ,	280	280	255	290	290
t _{90%} ,				360	360
t _{95%}	360	340	330	-	-
В'язкість кінематична при 20°С, мм ² /с	3...6	1,8...5	1,5...4	2...6	3...6,5



1	2	3	4	5	6
Температура, °C: застигання, не ви- ще; помутніння, не ви- ще; спалаху, не нижче	-10 -5 40/61	-35/45 -25/35 35	-55 30	0 2- 20	0 5 40/61
Масова доля сірки, %, не більше: Загальної меркаптанової	0,2...0,5 0,01	0,2...0,5 0,01	0,2...0,4 0,01	0,5 0,01	0,5 0,01

Примітка: Для помірної кліматичної зони – чисельник; для холодної – знаменник.

Кисеньвміщуючі з'єднання.

До кисеньвміщуючих з'єднань відносять нижчі та вищі спирти – метанол, етанол, пропанол і ін.; ефіри – метил-трет-бутиловий ефір (МТБЕ), диметилефір (ДМЕ) і ін. В теперішній час найбільше застосування знайшли нижчі спирти, а саме метанол, який виробляють з вугілля, сланців, деревини, біомаси і ін. Спирти мають високі ОЧ і доцільні для застосування в ДВЗ з іскровим запалюванням. Таких недоліків спиртів, як низька теплота випаровування, гігроскопічність і ін. уникають, використовуючи їх похідні – ефіри; найбільше застосування як компонент автомобільних бензинів знаходять МТБЕ і як перспективне дизельне пальне диметилефір (ДМЕ), який має високе ЦЧ і практично не утворюючий при спалюванні сажі.

Водопаливні емульсії (ВПЕ). Водопаливні емульсії дозволяють суттєво знизити вміст сажі і оксидів азоту в відхідних газах і підвищити ефективність використання обтяжених дизельних палив. ВПЕ розділяють на два типи: «вода в паливі» і «паливо в воді». На практиці звичайно використовують емульсії типу «вода в паливі», коли вода, яка є внутрішньою фазою, складає 10...40% за об'ємом. Краплі води в таких емульсіях являють собою правильні сфери розміром 2...5 мкм.

Відмітними особливостями згоряння водопаливних емульсій є зниження температури полум'я і підвищення повноти згоряння, в основі чого лежить покращення сумішоутворення палива з повітрям при утворенні «мікровибухів» крапель води. Недоліком ВПЕ є



неможливість їх використання при низьких температурах і схильність їх до розшарування.

Синтетичні палива. Такі палива застосовують як в чистому вигляді, так і в якості добавок до вуглеводневим паливам.

Найдешевшим джерелом їх отримання є кам'яне вугілля, з якого виробляють синтетичні бензини і дизельне пальне, метанол і ін. Ці палива відрізняють менший (по відношенні до дизельного палива) вміст водню (9...12%), більший вміст сірки та азоту, підвищення температури застигання, менша теплота згоряння.

12.5.2. Теплофізичні і термодинамічні властивості палив

Для багатокомпонентних сумішей (в тому числі і моторних палив) принцип відповідних станів дає найкращі узгодження з дослідними даними, якщо замість дійсних значень $T_{кр}$ і $p_{кр}$ використовувати умовні псевдокритичні значення $T'_{кр}$ і $p'_{кр}$, які знаходять за співвідношеннями

$$T'_{кр} = \sum T_{кр,i} n_i \quad (12.7)$$

$$p'_{кр} = \sum p_{кр,i} n_i \quad (12.8)$$

де $T_{кр,i}$, $p_{кр,i}$ – дійсні критичні температура і тиск i -того компоненту; n_i – молярна доля i -того компонента.

Псевдокритичні температура і тиск. $T'_{кр}$ (в К) і $p'_{кр}$ (в барах) визначають за рівнянням

$$T'_{кр} = 1,05 T_{ср} + 146; \quad (12.9)$$

$$p'_{кр} = 5,5 T'_{кр} / \mu_n, \quad (12.10)$$

де μ_n – молярна маса суміші, кг/кмоль.

Теплоємність пари палива (в кДж/(кг·К)) при температурі t визначають за залежністю

$$c_p = \frac{4 - d_{15}^{15}}{1540} (1,8t + 702)(0,146K_n - 0,41), \quad (12.11)$$

де d_{15}^{15} – відносна густина палива при $t = 15^\circ\text{C}$, віднесена до густини води при $t = 15^\circ\text{C}$; $K_n = 1,216 \sqrt[3]{T_{ср} / d_{15}^{15}}$ – характеристичний фактор; $T_{ср}$ – середня температура розгонки. В таблиці 12.7. приведені розрахункові і дослідні значення деяких термодинамічних і теплофізичних параметрів для бензинів і дизельних палив.



Деякі характеристики моторних палив

Показники	Бензин А-76	Бензин АІ-93	Паливо дизельне Л	Паливо дизельне З
1	2	3	4	5
Відносна густина d_{15}^{15}	0,748	0,746	0,852	0,834
Середня температу- ра T_{cp} , °С	112	106	278	256
Характеристичний фактор K_n	11,7	11,74	11,68	11,79
Молярна маса μ_n , кг/кмоль	105	103	223	218
Газова постійна парів палива R , Дж/(кг·К)	79,2	80,7	37,3	38,1
Псевдокритичний тиск $p'_{кр}$, бар	28,7	28,9	17,9	17,7
Псевдокритична температура $T'_{кр}$, К	547	541	725	700
Коефіцієнт поверх- невого натягу при $t=20^\circ\text{C}$, $10^3 \cdot \text{м}^2/\text{Н}$	21...22	28...30		
Середній коефіцієнт стискання при $p=50\text{МПа}$ і $t=20^\circ\text{C}$, $10^9 \cdot \text{м}^2/\text{Н}$	1,17		0,65	
Теплоємність c_n , кДж/(кг·К): рідка фаза, пара (при $p=\text{const}$)	$\approx 1,5$ $\approx 1,5$		$\approx 1,9$ $\approx 1,9$	
В'язкість динамічна μ , Н·с/м ³	$0,56 \cdot 10^{-3}$		$3,8 \cdot 10^{-3}$	



12.6. Процеси горіння палива

Горіння палива представляє собою хімічний процес з'єднання горючих речовин палива з киснем повітря, який супроводжується інтенсивним виділенням теплоти.

Процеси горіння поділяють на гомогенні і гетерогенні. Якщо паливо і окислювач (кисень) знаходяться у газоподібному стані і утворюють гомогенну суміш, то горіння здійснюється в об'ємі і називається *гомогенним*. При гетерогенному горінні паливо і окислювач знаходяться в різних агрегатних станах, реакція відбувається на поверхні розділу фаз: твердої, рідкої і газоподібної.

В залежності від швидкості розповсюдження полум'я розрізняють нормальне горіння і горіння з вибухом. При нормальному горінні швидкість розповсюдження полум'я дорівнює 15...25 м/с, а при вибуховому горінні 2000...3000 м/с.

Процес горіння палива умовно можна поділити на дві стадії: займання і наступне горіння. Щоб паливо почало горіти, його необхідно нагріти до певної температури, яка називається температурою *займання*. При цьому паливо займається без дії стороннього джерела горіння, таблиця 12.8.

Таблиця 12.8

Температура займання палива

Паливо	Температура займання, °С	Паливо	Температура займання, °С
Кам'яне вугілля	225-375	Бензин	415
Буре вугілля, дрова	350-450	Бензол	520
Сухий торф	225-300	Генераторний газ	700-800
Деревинне вугілля	350-375	Метан (CH_4)	650-700
Кокс і антрацит	650-700	Окис вуглецю (CO)	650-720
Керосин	380	Вуглеводні важкі (C_nH_m)	600-800

Схематично процес горіння представляють наступним чином. При нагріванні палива до температури займання починається розклад горючої маси на складові елементи, які потім окислюються киснем і виділяють теплоту. Від цієї теплоти нагрівається маса

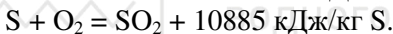
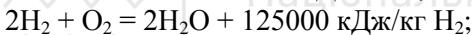
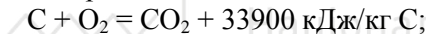


близько розташованого палива, в якому також починається розклад горючої маси на складові елементи. Таким чином, вся маса палива, яка знаходиться в топці, починає горіти.

Інтенсивність горіння, тобто реакція окислення, суттєво залежить від концентрації речовин і їх температури. При низьких температурах в реакцію окислення вступає невелика кількість молекул. Коли ж реагуючі речовини нагріваються до температури займання, реакція окислення йде інтенсивно.

Для безперервного горіння палива необхідно, щоб температура горіння була не нижче температури займання. В протилежному випадку процес горіння припиниться.

Горіння може бути повним і неповним. *Повним горінням* називають процес окислення горючих елементів палива киснем, при якому виділяються продукти, які неспроможні горіти в подальшому. Наприклад, повне горіння вуглецю, водню і сірки йде за наступними реакціями:



Таким чином, при повному згорянні вуглецю, водню і сірки виділяється теплота і утворюється вуглекислий газ (CO_2), вода (H_2O) і сірчаний газ (SO_2). При цьому продукти горіння вміщують також азот N_2 .

Неповним горінням називають процес окислення горючих елементів палива киснем, при якому отримуються продукти, які спроможні повторно горіти, а при наявності кисню, з виділенням порівняно великої кількості теплоти. Так, неповне горіння вуглецю йде по реакції $2\text{C} + \text{O}_2 = 2\text{CO} + 9900 \text{ кДж/кг С}$. Тобто при такому горінні виділяється в три рази менше теплоти, ніж при повному горінні. В зв'язку з цим на практиці процес спалювання палива намагаються вести так, щоб згорання його горючої маси було повним.

Однією з умов повного згорання є підвід до палива такої кількості повітря, щоб вміст кисню в ньому був достатнім для повного згорання горючих елементів палива. Якщо до палива підвести повітря значно більше, то процес горіння буде проходити при пониженій температурі і інтенсивність горіння зменшиться із-за нагрівання надлишкової кількості повітря.



Спосіб спалювання палива відображується тільки на спалюванні твердого палива. При цьому розрізняють такі способи: горіння в шарі кускового матеріалу, горіння в факелі пилоподібного палива і горіння в вихровій камері і горіння в складі водо-паливної суспензії (*шаровий, факельний, вихровий і суспензійний способи*).

Газоподібне і рідке паливо спалюють тільки в факелах. Для факельного спалювання палива важливим є спосіб підведення повітря. Повний час згорання τ визначається часом утворення суміші τ_0 (час дифузійного процесу) і часом протікання хімічної реакції горіння τ_k (час кінетичного горіння).

По переважаючих в часі процесах розглядаємо горіння: при $\tau_0 \gg \tau_k$ і $\tau_0 \approx \tau$ - дифузне; при $\tau_k \gg \tau_0$ і $\tau_k \approx \tau$ - кінетичне. Процес горіння буде змішаним, якщо τ_0 і τ_k спільномірні.

При подачі палива у топку перед зоною горіння паливо змішується із первинним повітрям, а безпосередньо у зоні горіння із вторинним повітрям.

До процесів горіння відносяться ще декілька понять.

Механічна міцність палива – визначає можливість твердого палива без сплюснення і подрібнення витримувати вагу 8...10 метрового шару шихти.

Схильність до самозаймання – це здатність деяких видів палива до самостійного прискорення хімічних реакцій окислення в певних умовах зберігання і транспортування (характерно для бурого вугілля, сланців та деяких видів низькоякісного кам'яного вугілля).

Температура спалаху – температура, при якій рідке паливо займається у присутності джерел горіння.

Самозаймання горючої суміші – це процес самостійного займання одночасно всього об'єму суміші при нагріві її до певної температури.

Запалювання – це процес займання горючої суміші в точці дії високотемпературного джерела запалювання із наступним самостійним розповсюдженням полум'я по всьому об'єму.

Детонація – процес вибухоподібного горіння палива, який супроводжується нестійкою роботою двигуна, падінням потужності та руйнуванням деталей.

Температура горіння палива поділяється на калоричну, теоретичну і дійсну.



Калоричною температурою горіння T_k називають таку температуру, до якої нагрілись би продукти повного згорання, якби вся теплота згорання палива і теплота повітря, що подається в зону горіння, пішла б на їх нагрів.

Теоретична температура горіння T_T відрізняється від калоричної витратами тепла на ендотермічні реакції дисоціації CO_2 і H_2O . Оскільки при температурі $1000\ldots 1500^\circ\text{C}$ ступінь дисоціації CO_2 і H_2O незначний, то приймають $T_T \approx T_k$.

Дійсна температура горіння T_d відрізняється від теоретичної на величину втрат тепла у топковому пристрої.

Відношення дійсної температури горіння до теоретичної називається пірометричним коефіцієнтом:

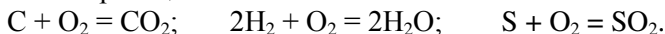
$$\eta_n = T_d / T_T. \quad (12.12)$$

При використанні низькоякісного палива для підвищення T_d найчастіше використовують підігрів повітря, яке йде на горіння, збагачення його киснем, а також підігрів палива.

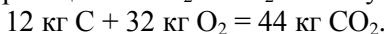
Для підтримання безперервності протікання процесу горіння палива необхідно дотримуватися певних умов. До них відносяться: безперебійний підвід окислювача до палива, інтенсивне перемішування і відвід продуктів горіння.

12.7. Необхідна кількість повітря для спалювання палива. Коефіцієнт надлишку повітря

Паливо горить в результаті хімічних реакцій окислення його горючої частини киснем повітря. Горінню передують термічне розкладання. Розрахунок кількості кисню для горіння ведуть за стехіометричними реакціями:



Наприклад: для реакції $\text{C} + \text{O}_2 = \text{CO}_2$ записують



Для повного згорання 1 кг вуглецю С необхідно $\mu_{\text{O}_2}/\mu_{\text{C}}$ кг кисню O_2 , де μ_{O_2} і μ_{C} – відповідно молекулярна маса кисню та вуглецю. В 1 кг палива міститься вуглецю $\text{C}^p/100$. Тоді для повного згорання вуглецю, який міститься в 1 кг робочого палива, необхідно кисню $(\mu_{\text{O}_2}/\mu_{\text{C}})(\text{C}^p/100)$ кг. Аналогічно отримаємо $(\mu_{\text{O}_2}/\mu_{\text{S}})(\text{S}^p/100)$ і $(\mu_{\text{O}_2}/\mu_{\text{H}_2})(\text{H}^p/100)$ кг кисню для горіння сірки і водню.



В складі робочого палива міститься $O_2/100$ кг кисню і тому кількість кисню O_2 необхідна для спалювання 1 кг робочого палива дорівнює:

$$G_{O_2} = \left[\left(\frac{\mu_{O_2}}{\mu_C} \right) \left(\frac{C^p}{100} \right) + \left(\frac{\mu_{O_2}}{\mu_S} \right) \left(\frac{S_L^p}{100} \right) + \left(\frac{\mu_{O_2}}{2\mu_{H_2}} \right) \left(\frac{H^p}{100} \right) \right] - \frac{O^p}{100}. \quad (12.13)$$

В атмосферному повітрі міститься біля 21 % кисню, тоді об'єм повітря V_T теоретично необхідного для спалювання 1 кг робочого палива становить:

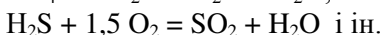
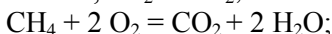
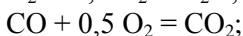
$$V_T^o = \left(\frac{G_{O_2}}{\rho_O} \right) \left(\frac{100}{21} \right) = \left[\left(\frac{100}{21} \right) \left(\frac{1}{100} \right) \left(\frac{\mu_{O_2}}{\rho_O} \right) \right] \cdot \left[\left(\frac{C^p}{\mu_C} \right) + \left(\frac{S_L^p}{\mu_S} \right) + \left(\frac{H^p}{2\mu_{H_2}} \right) - \left(\frac{O^p}{\mu_{O_2}} \right) \right], \quad (12.14)$$

де ρ_O – густина повітря при нормальних фізичних умовах,
 $\rho_O = 1,253 \text{ кг/м}^3$.

З урахуванням числових значень, $\text{м}^3/\text{кг}$

$$V_T^o = 0,089 C^p + 0,265 H^p + 0,033(S_L^p - O^p). \quad (12.15)$$

Для газоподібного палива витрати повітря V^o визначають, виходячи з об'ємних долей горючих компонентів та стехіометричних реакцій:



Теоретична кількість повітря, яка необхідна для спалювання 1 м^3 газу, визначається за формулою, $\text{м}^3/\text{м}^3$

$$V^o = 0,0476[0,5CO + 0,5H_2 + 2CH_4 + 1,5H_2S + \sum \left(m + \frac{n}{4} \right) C_m H_n - O_2]. \quad (12.16)$$

При згорянні суміші двох твердих, рідких або газоподібних палив теоретичний об'єм сухого повітря визначається за формулою:

$$V_{cm}^o = b_I V_I^o + (1 - b_I) V_2^o, \quad (12.17)$$

де b_I – масова доля одного з палив у суміші.



Кількість повітря V^o , яка розрахована за стехіометричними рівняннями називається *теоретично необхідною*.

При спалюванні палива частина кисню повітря не встигає вступити в реакцію окислення, тому для забезпечення повного згоряння палива необхідно до нього підводити повітря з деяким надлишком в порівнянні з теоретично необхідною кількістю. Відношення дійсної кількості повітря V_o , яке подається в топку, до теоретично необхідного V^o називають *коефіцієнтом надлишку (зайвини) повітря*

$$\alpha = V_o / V^o. \quad (12.18)$$

Величина α залежить від типу палива, способу спалення і конструктивних особливостей топкового обладнання. Переважно $\alpha > 1$. На практиці приймають наступні значення α : для пилоподібного і газоподібного палива $\alpha = 1,05 \dots 1,15$; для рідкого палива (мазут, нафта і ін.) $\alpha = 1,2 \dots 1,25$; для твердого палива $\alpha = 1,5 \dots 3,5$. Для двигунів: дизельні стаціонарні, судові і тепловозні $\alpha = 1,3 \dots 2$; бензинові автомобільні $\alpha = 0,9 \dots 1,5$; бензинові авіаційні $\alpha = 0,85 \dots 1,1$; бензинові тракторні $\alpha = 1 \dots 1,1$; газові $\alpha = 1,15 \dots 1,3$.

12.8. Визначення об'ємів та ентальпії димових газів

В склад продуктів згоряння входять зола і димові гази. Димові гази являють собою суміш газоподібних продуктів, до яких входять вуглекислий і сірчаний гази, водяна пара, що утворилася при окисленні водню і при випаровуванні вологи палива, азот і частина кисню повітря, яке не було використане в горінні.

При неповному згорянні палива в продуктах згоряння знаходять також окис вуглецю, водень, метан і інші горючі гази. При спалюванні твердих і рідких палив неповнота згоряння, як правило, характеризується наявністю тільки окису вуглецю.

Причому маса продуктів згоряння повинна дорівнювати сумі мас згорілого палива і підведеного повітря.

Склад і кількість продуктів повного згоряння палива.

Продукти повного згоряння палива при $\alpha = 1$ містять сухі трьохатомні гази CO_2 і SO_2 , водяну пару H_2O і азот N_2 :

$$\text{CO}_2 + \text{SO}_2 + \text{H}_2\text{O} + \text{N}_2 = 100 \%. \quad (12.19).$$

або

$$V_r^o = V_{\text{CO}_2} + V_{\text{SO}_2} + V_{\text{N}_2}^o + V_{\text{H}_2\text{O}}^o, \quad (12.20)$$

де V_{Γ}° , $V_{N_2}^{\circ}$, $V_{H_2O}^{\circ}$ – об'єми продуктів згоряння, азоту та водяної пари, зведених до нормальних фізичних умов, м³/кг; V_{CO_2} , V_{SO_2} – об'єми трьохатомних газів, м³/кг; ($^{\circ}$ – характеризує параметри при $\alpha=1$).

Для спрощення розрахунку об'єм сухих трьохатомних газів розраховують разом і суму їх позначають RO_2 , тоді:

$$V_{RO_2} = V_{CO_2} + V_{SO_2}. \quad (12.21)$$

Деякі гази становлять суху частину продуктів згоряння, тоді:

$$V_{\Gamma}^{\circ} = V_{cx}^{\circ} + V_{H_2O}^{\circ}, \quad (12.22)$$

де $V_{cx}^{\circ} = V_{RO_2} + V_{N_2}^{\circ}$ – об'єм сухих газів.

$V_{N_2}^{\circ}$, $V_{H_2O}^{\circ}$, V_{cx}° , V_{Γ}° , V_{RO_2} – теоретичний об'єм газів при спалюванні 1 кг твердого або рідкого палива.

Згідно стехіометричних рівнянь горіння маси газів:

$$G_{RO_2} = \frac{44}{12} \cdot \frac{C^P}{100} + \frac{64}{32} \cdot \frac{S_{\Gamma}^P}{100}. \quad (12.23)$$

Та з урахуванням густини газів $\rho_{CO_2} = 1,964$ кг/м³ і $\rho_{SO_2} = 2,86$ кг/м³.

$$V_{RO_2} = \frac{44}{12} \cdot \frac{C^P}{100} \cdot \frac{1}{1,964} + \frac{64}{32} \cdot \frac{S_{\Gamma}^P}{100} \cdot \frac{1}{2,86}. \quad (12.24)$$

або

$$V_{RO_2} = 1,87 \cdot \frac{C^P + 0,375 S_{\Gamma}^P}{100}. \quad (12.25)$$

Об'єм водяної пари в продуктах згоряння:

- водяна пара, яка утворена в процесі горіння:

$$V_{H_2O}^{\Gamma} = \frac{34}{4} \cdot \frac{H^P}{100} \cdot \frac{1}{0,805} = 0,111 H^P; \quad (12.26)$$

- водяна пара випарувана з палива

$$V_{H_2O}^B = \frac{W^P}{100} \cdot \frac{1}{0,805} = 0,0124 W^P; \quad (12.27)$$

- форсункова пара (для розпилювання деяких видів палива):

$$V_{H_2O}^{\Phi} = \frac{W^{\Phi}}{0,805} = 1,24 W^{\Phi}; \quad (12.28)$$

- Водяна пара з повітря, яке йде на спалювання палива:

$$V_{H_2O}^n = V^o \cdot \frac{d}{1000} \cdot \frac{1}{0,805} = 0,0161 V^o. \quad (12.29)$$

де $0,805 \text{ кг/м}^3$ – густина водяної пари при нормальних фізичних умовах; d – вміст вологи в повітрі (прийнято $d = 13 \text{ г/м}^3$); $W^{\text{ф}}$ - витрати форсунової пари (прийнято $W^{\text{ф}} = 0,3 \dots 0,35 \text{ кг/кг}$).

Повний теоретичний об'єм водяної пари, $\text{м}^3/\text{кг}$

$$V_{\text{H}_2\text{O}}^{\circ} = 0,111 V^{\circ} + 0,0124 W^{\text{ф}} + 1,24 W^{\text{ф}} + 0,0161 V^{\circ}. \quad (12.30)$$

Теоретичний об'єм азоту, $\text{м}^3/\text{кг}$:

$$V_{\text{N}_2}^{\circ} = \frac{V^{\circ}}{100} \cdot 79 + \frac{N^{\text{р}}}{100 \rho_{\text{N}_2}} = 0,79 V^{\circ} + 0,8 \frac{N^{\text{р}}}{100}, \quad (12.31)$$

де $\rho_{\text{N}_2} = 1,25$ – густина азоту, кг/м^3 .

Дійсний об'єм продуктів згоряння.

При коефіцієнті надлишку повітря $\alpha > 1$ в склад продуктів згоряння входить надлишок повітря і водяної пари, яка вноситься з цим повітрям, а об'єм продуктів згоряння називається дійсним.

Тоді дійсний об'єм:

- водяна пара

$$V_{\text{H}_2\text{O}} = V_{\text{H}_2\text{O}}^{\circ} + 0,161 V^{\circ}(\alpha - 1); \quad (12.32)$$

- двоатомні гази

$$V_{\text{R}_2} = V_{\text{N}_2}^{\circ} + (\alpha - 1)V^{\circ}, \quad (12.33)$$

- сухі гази

$$V_{\text{гр}} = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2}^{\circ} + (\alpha - 1)V^{\circ}. \quad (12.34)$$

Загальний дійсний об'єм продуктів згоряння, $\text{м}^3/\text{кг}$

$$V_{\text{г}} = V_{\text{гр}} + V_{\text{H}_2\text{O}} = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2}^{\circ} + V_{\text{H}_2\text{O}}^{\circ} + 1,0161 V^{\circ}(\alpha - 1). \quad (12.35)$$

Об'єми продуктів згоряння газоподібного палива.

Теоретичний об'єм згоряння 1 м^3 газоподібного палива при $\alpha = 1$:

- трьохатомних газів, $\text{м}^3/\text{м}^3$:

$$V_{\text{RO}_2} = 0,01(\text{CO}_2^{\text{р}} + \text{CO} + \text{H}_2\text{S} + \sum m \text{C}_m \text{H}_n); \quad (12.36)$$

- водяної пари, $\text{м}^3/\text{м}^3$:

$$V_{\text{H}_2\text{O}}^{\circ} = 0,01(\text{H}_2\text{S} + \text{H}_2 + 2\text{CH}_4 + 0,124 d + \sum \frac{n}{2} \text{C}_m \text{H}_n); \quad (12.37)$$

- двоатомних газів, $\text{м}^3/\text{м}^3$:

$$V_{\text{N}_2}^{\circ} = 0,79 V^{\circ} + 0,01 \text{N}_2. \quad (12.38)$$

Об'єм сухих газів та загальний об'єм визначають аналогічно, як для рідкого палива.

При $\alpha > 1$ дійсний об'єм водяної пари, сухих газів та загальний об'єм продуктів згоряння знаходимо за рівняннями (12.32) – (12.36).

Ентальпія продуктів згоряння і повітря.

При виконанні теплових розрахунків котельних і інших агрегатів, а також при обробці результатів досліджень виникає необхідність в визначенні ентальпії продуктів згоряння палива.

Ентальпія продуктів згоряння I_{Γ} розраховується в кДж/кг для твердого і рідкого палива і в кДж/м³ для газоподібного палива. Виражається вона в вигляді суми ентальпій теоретичного об'єму продуктів згоряння I_{Γ}° , надлишкового повітря $(\alpha - 1)I_n^{\circ}$ і золи при I_z .

Таким чином,

$$I_{\Gamma} = I_{\Gamma}^{\circ} + (\alpha - 1)I_n^{\circ} + I_z. \quad (12.39)$$

Індекс $^{\circ}$ вказує, що параметр розрахований при $\alpha = 1$.

Ентальпія продуктів згоряння при $\alpha = 1$ і температурі $t^{\circ}\text{C}$ визначають за формулою:

$$I_{\Gamma}^{\circ} = (V_{RO_2} c_{CO_2} + V_{N_2} c_{N_2} + V_{H_2O} c_{H_2O}) t, \quad (12.40)$$

де V_{RO_2} , V_{N_2} , $V_{H_2O}^{\circ}$ – теоретичні об'єми продуктів згоряння, м³/кг, c_{CO_2} , c_{N_2} , c_{H_2O} – відповідно масова теплоємність газів: вуглекислого газу, азоту, водяної пари, кДж/(м³·К) або Дж/(кг·К), t – температура димових газів, $^{\circ}\text{C}$.

Ентальпія повітря при $\alpha = 1$ і температурі $t^{\circ}\text{C}$:

$$I_{нов}^{\circ} = V^{\circ} c_{нов} t, \quad (12.41)$$

де V° – теоретичний об'єм повітря, м³/кг; $c_{нов}$ – теплоємність повітря, кДж/(кг·К); t – температура повітря, $^{\circ}\text{C}$.

Ентальпія золи, кДж/кг:

$$I_z = \frac{A^p a_{yn}}{100} c_z t, \quad (12.42)$$

де a_{yn} – доля золи палива, яку виносять продукти згоряння; c_z – теплоємність золи, t – температура золи.

Ентальпію золи I_z враховують тільки тоді, коли приведена величина виносу золи $a_{yn} A^p > 6$.

12.9. Реакції і продукти згоряння моторних палив

Елементарний склад моторних палив.

Основним джерелом теплоти при згорянні моторних палив є окислення вуглецю С і водню Н. Зі збільшенням молярної маси в паливі може з'являтися в незначних кількостях сірка, сполуки азоту, кисеньвміщуючі сполуки, важкі метали і ін. При розрахунках



нафтових палив умовна «молекула» палива має вигляд $C_xH_yO_z$ (для азотвміщуючих палив - $C_xH_yO_zN_2$).

Елементарний склад (масові долі окремих елементів m) для 1 кг палива $C_xH_yO_z$ знаходять за відомими з термодинаміки співвідношеннями для суміші:

вуглецю

$$m_C = 12x/(12x + y + 16z) = 12x/\mu_n, \quad (12.43)$$

водню

$$m_H = y/(12x + y + 16z) = 12x/\mu_n = y/\mu_n, \quad (12.44)$$

кисню палива

$$m_O = 16z/(12x + y + 16z) = 16z/\mu_n, \quad (12.45)$$

де μ_n —молярна маса «умовної» молекули палива: $m_C + m_H + m_O = 1$; $12x$, y , $16z$ — маса вуглецю, водню, кисню в молекулі палива.

Зазначимо, що в більшості товарних сортів бензинів і дизельного палива наявністю кисню допустимо знехтувати (умовна молекула палива C_xH_y ; $\mu_n = 12x + y$).

Суміш газових палив складу $\Sigma C_xH_yO_z + N_2$ з об'ємною (молекулярною) долею кожного газу r_i має наступний елементарний склад для 1 кмоль (1 м^3):

Молекулярна маса суміші газів

$$\mu_n = \Sigma (\mu_{C_xH_yO_z})_i r_i + 28 r_{N_2}; \quad \Sigma r_i + r_{N_2} = 1, \quad (12.46)$$

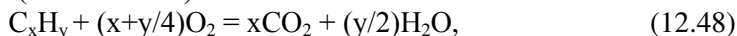
масові долі газів

$$m_C = 12 \Sigma x_i r_i / \mu_n; \quad m_H = \Sigma y_i r_i / \mu_n; \quad m_O = 16 \Sigma z_i r_i / \mu_n. \quad (12.47)$$

Реакції окислення вуглеводневого палива

Повне окислення палива. Співвідношення між кількістю вихідних продуктів (паливо, повітря) і продуктів згоряння знаходять з рівняння хімічної реакції при наступних припущеннях: усі хімічні з'єднання складаються з атомів окремих елементів, які пов'язані між собою у визначених числових співвідношеннях; при хімічних реакціях атоми зберігають свою індивідуальність і виникає лише їх перегрупування.

Повне окислення (згоряння) молекули C_xH_y до кінцевих продуктів (диоксиду вуглецю CO_2 і водяної пари H_2O) описується рівнянням (в кіломолях)



x атомів C в 1 кіломолю C_xH_y дають x кіломолей CO_2 , тобто $N_{CO_2} = x$.



у атомів Н в 1 кіломолю C_xH_y дають $y/2$ кіломолей H_2O , тобто $N_{H_2O} = y/2$.

Склад продуктів згоряння в перерахунку на 1 кг палива ($1/\mu_n$, кіломолей) буде: $N_{CO_2} = x/\mu_n = x/(12x+y)$, $N_{H_2O} = (y/2)/\mu_n = (y/2)/(12x+y)$, і за елементарним складом з урахуванням рівнянь (12.43) ... (12.45) $N_{CO_2} = m_C/12$; $N_{H_2O} = m_H/2$.

В реакції бере участь $x+y/4$ кіломолей O_2 , тобто $N_{O_2} = x+y/4$.

Якщо в склад палива входить кисень ($C_xH_yO_z$), то права частина рівняння (12.48) залишається незмінною, а необхідна кількість кисню повітря зменшується відповідно на $z/2$, $N_{O_2} = x+y/4-z/2$.

Кількість кіломолей кисню, яке необхідне для повного згоряння палива і яке визначається з рівняння (12.42), називають *стехіометричним*.

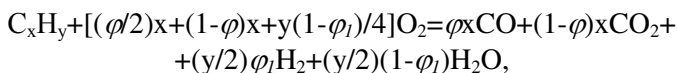
Стехіометрична кількість N_{O_2} дорівнює:

в кіломолях O_2 на 1 кіломолю палива $N_{O_2} = x+y/4 = m_C\mu_n/12 + m_H\mu_n/4$;

в кіломолях O_2 на 1 кг палива $L_{O_2}' = N_{O_2}/\mu_n = (x+y/4)/(12x+y) = m_C/12 + m_H/4$;

в кг O_2 на 1 кг палива $l_{O_2}' = L_{O_2}' \mu_{O_2} = (32x+8y)/(12x+y) = (8/3)m_C + 8m_H$.

Неповне окислення. Якщо кількість кисню буде менше стехіометричної, то окислення буде неповним: частина вуглецю окислиться лише до CO (оксид вуглецю), а частина водню не згорить взагалі. Окислення вуглецьводневої молекули C_xH_y іде за рівнянням



де φ - доля вуглецю, який окислився до CO; φ_l - доля водню, який не згорів.

В продуктах згоряння з'являється водень N_{H_2} , що не згорів, і оксид вуглецю - N_{CO} . Тоді

$$N_{CO} + N_{CO_2} = x.$$

$$N_{H_2} + N_{H_2O} = y/2.$$

В кіломолях на 1 кг палива

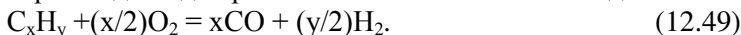
$$N_{CO} + N_{CO_2} = m_C/12;$$

$$N_{H_2} + N_{H_2O} = m_H/2.$$

Зі зменшенням кількості кисню в продуктах згоряння зростає вміст CO і H_2 і зменшується H_2O і CO_2 . При $\varphi = \varphi_l = 1$ в продуктах



згоряння буде вмішуватися тільки оксид вуглецю CO і водень H₂, який не згорів. Відповідне рівняння окислення має вигляд



Кількість кіломолей кисню N_{O₂} = x/2 відповідає умові, коли число атомів вуглецю дорівнює числу атомів кисню, тобто C:O = 1. При подальшому зменшенні вмісту кисню (C:O > 1) в продуктах згоряння з'являється незгорівший вуглець (сажа).

Стехіометрична кількість повітря. Приймаючи об'ємну долю кисню 21% і масову – 23,5%, знайдемо стехіометричну кількість повітря, яка необхідна для повного згоряння палива:

в кіломолях повітря на 1 кг палива

$$L_o = L_o' / 0,21 = \frac{1}{0,21} (x + y/4) / (12x + y) = \frac{1}{0,21} (m_C/12 + m_H/4),$$

в кг повітря на 1 кг палива

$$l_o = l_o' / 0,232 = 138(x + y/4) / (12x + y) = 138 (m_C/12 + m_H/4).$$

Для газових палив, які є сумішшю вуглеводнів складу $\sum C_{x_i}H_{y_i}$, i O_{z_i} з молярною (об'ємною) долею вуглеводню g_i,

$$L_o = \sum (x_i + y_i - z_i/2) g_i / 0,21 \frac{(\text{кмоль}(M^3)\text{повітря})}{(\text{кмоль}(M^3)\text{палива})}. \quad (12.50)$$

В таблиці 12.9. приведені деякі термохімічні властивості бензина і дизельного палива.

Таблиця 12.9

Властивості бензину і дизельного палива

Параметри	бензин	дизельне
Елементний склад (масові долі): вуглецю m_C водню m_H	0,855 0,145	0,872 0,128
Формула уявної «молекули» палива C_xH_y	$C_{7,32}H_{14,94}^*$	$C_{16,2}H_{28,54}^{**}$
Нижча теплота згоряння палива Q_H^p : Масова, МДж/кг Об'ємна, МДж/м ³	44 32116	12,6 35800
Стехіометрична кількість повітря: L_o , кмоль/кг палива l_o , кг/кг палива***	0,512 14,82	0,498 14,92

Примітка: *- для бензину АІ-93 ($\mu_n=103$ кг/кмоль); ** - для палива ЛІ ($\mu_n=223$ кг/кмоль); *** - при $\mu_{нов}=28,95$ кг/кмоль.



12.10. Робоче тіло поршневих ДВЗ

Робочим тілом поршневих ДВЗ є суміш повітря з парою палива (паливовоздушна суміш) і продуктами згоряння (відпрацьованими газами, які залишилися в циліндрах двигуна від попереднього циклу). Внаслідок цього теплоємність, густина, газова стала, показник адиабати будуть відрізнятися від таких для повітря і впливають на характеристики термодинамічних процесів, що складають робочий цикл двигуна.

Паливовоздушна суміш. Ця суміш задається наступними співвідношеннями:

відношенням маси палива M_n до маси повітря $M_{нов}$ (відношення паливо: повітря)

$$f_n = \frac{M_n}{M_{нов}} = \frac{N_n \mu_n}{N_{нов} \mu_{нов}}; \quad (12.51)$$

кількістю повітря, яке необхідне для повного згоряння одиниці кількості палива (стехіометричний коефіцієнт): l_o, L_o ;

відношення кількості повітря до кількості палива, яке необхідне для повного окислення палива (коефіцієнт надлишку повітря α)

$$\alpha = \frac{M_{нов}}{M_n \cdot l_o} = \frac{N_{нов}}{N_n L_o} = \frac{f_{смex}}{f}. \quad (12.52)$$

Величина, яка зворотна коефіцієнту надлишкового повітря (еквівалентне відношення φ),

$$\varphi = 1/\alpha = f/f_{смex}.$$

В *стехіометричній* суміші співвідношення палива і повітря відповідає залежностям $\alpha = \varphi = 1$; $f = f_{смex}$.

Розрахунок складу паливовоздушной суміші. Використовуючи рівняння газової суміші, запишемо для стехіометричної паливовоздушной суміші при різних способах завдання вихідних компонентів виразів для молярних долей повітря $r_{нов}$ і палива r_n ; причому $r_{нов} + r_n = 1$; молярної маси μ і газової сталої K , табл. 12.10.

Продукти згоряння. Кількість продуктів згоряння (відхідних газів) $N_{вz}$ (в кіломолях) задають звичайно молярною долею від загальної кількості кіломолей паливовоздушной суміші ($N_{нов} + N_n$)

$$\gamma_{вz} = \frac{N_{вz}}{N_{нов} + N_n}.$$



Таблиця 12.10

Кількісні характеристики стехіометричної паливоповітряної суміші

Кількість палива		Кількість повітря		Кількість суміші	
кг	кмоль	кг	кмоль	кг	кмоль
1	$\frac{1}{\mu_n}$	l_o	L_o	$1+l_o$	$\frac{1}{\mu_n} + L_o$
$\frac{1}{l_o}$	$\frac{1}{l_o\mu_n}$	1	$\frac{1}{\mu_{нов}}$	$1+\frac{1}{l_o}$	$\frac{1}{\mu_{нов}} + \frac{1}{l_o\mu_n}$
$\frac{1}{1+l_o}$	$\frac{1}{(1+l_o)\mu_n}$	$\frac{l_o}{1+l_o}$	$\frac{L_o}{1+l_o}$	1	$\frac{1+L_o\mu_n}{(1+l_o)\mu_n}$
μ_n	1	$l_o\mu_n$	$L_o\mu_n$	$\mu_n(1+l_o)$	$L_o\mu_n$
$\frac{1}{L_o}$	$\frac{1}{L_o\mu_n}$	$\mu_{нов}$	1	$\frac{1}{L_o} + \mu_{нов}$	$1+\frac{1}{L_o\mu_n}$
$\frac{\mu_n}{1+L_o\mu_n}$	$\frac{1}{1+L_o\mu_n}$	$\frac{l_o\mu_n}{1+L_o\mu_n}$	$\frac{L_o\mu_n}{1+L_o\mu_n}$	$\frac{\mu_n(1+l_o)}{1+L_o\mu_n}$	1
Молярна доля	палива r_n	$\frac{1}{1+L_o\mu_n}$			
	повітря $r_{нов}$	$\frac{l_o\mu_n}{1+L_o\mu_n}$			
Молярна маса μ кг/кмоль	$\frac{\mu_n(1+L_o\mu_{нов})}{1+L_o\mu_n}$				
Газова стала R , Дж/(кг·K)	$\frac{8314(1+L_o\mu_n)}{\mu_n(1+L_o\mu_{нов})}$				

Робоча суміш. Суміш відпрацьованих газів з паливоповітряною сумішшю називають *робочою сумішшю*.

Число кіломолей робочої суміші N_{pc}

$$N_{pc} = (N_{нов} + N_n)(1 + \gamma_{вг}). \quad (12.53)$$

Користуючись даними табл. 12.10, отримаємо вираз для числа кіломолей N_{pc} стехіометричної суміші палива з повітрям:

для стехіометричної суміші 1 кг палива з повітрям

$$N_{pc} = (1/\mu_n + L_o)(1 + \gamma_{вг});$$



Для стехіометричної суміші 1 кіломоля палива з повітрям

$$N_{pc} = (1 + L_o \mu_n)(1 + \gamma_{вг});$$

Молярна маса стехіометричної робочої суміші (для 1 кг і 1 кіломоля палива)

$$\mu_{pc} = \frac{\mu_n(1 + \mu_{нов} L_o) + \gamma_{вг}(1 + \mu_n L_o) \mu_{вг}}{(1 + \gamma_{вг})(1 + \mu_n L_o)}. \quad (12.54)$$

Молярні долі компонентів в стехіометричній робочій суміші (для 1 кг і 1 кіломоля палива):

палива

$$r_n = \frac{1}{(1 + \gamma_{вг})(1 + \mu_n L_o)}; \quad (12.55)$$

повітря

$$r_{нов} = \frac{L_o \mu_n}{(1 + \gamma_{вг})(1 + \mu_n L_o)}; \quad (12.56)$$

продуктів згоряння

$$r_{вг} = \frac{\gamma_{вг}}{(1 + \gamma_{вг})}. \quad (12.57)$$

Продукти згоряння включають в основному азот ($\mu_{N_2} = 28$ кг/кмоль), крім того CO_2 ($\mu_{CO_2} = 44$ кг/кмоль), CO ($\mu_{CO} = 28$ кг/кмоль), H_2O ($\mu_{H_2O} = 18$ кг/кмоль), тому значення молярної маси і газової сталої продуктів згоряння близькі до цих значень для повітря. Відмінність параметрів робочої суміші від параметрів повітря зв'язано з наявністю палива і збільшується зі зростанням його вмісту.

Використання повітря замість робочого тіла в термодинамічних розрахунках може призвести до похибок в визначенні молярної маси і газової сталої до $\sim 5\%$.

Зміна складу робочого тіла і пов'язана з цим зміна термодинамічних параметрів може призвести до можливого відхилення робочого тіла від ідеального газового стану, що враховується *коефіцієнтом стисливості* z в рівнянні стану. Для ідеального газу $z = 1$.

Коефіцієнти стисливості z , який розрахований за рівнянням реальних газів палива в залежності від температури T і тиску p , дані в табл. 12.11. Видно, що для ряду комбінацій p і T має місце суттєве відхилення стану парів палива від ідеального газового. Разом з тим в реальному діапазоні змін складу суміші відмінність псевдокритичної температури $T_{кр}$ робочого тіла від критичної темпера-



тури повітря не перевищує 20...30 К. Звідси випливає, що для реальних робочих тіл навіть при максимальному вмісті парів палива рівняння стану ідеального газу можна використовувати з достатньою точністю. Проте при визначенні молярної маси, газової сталої і показника адиабати необхідно враховувати відмінність реального робочого тіла від повітря.

Таблиця 12.11

Значення коефіцієнтів стисливості для парів палив

Температура, К	Бензин А-76				Дизельне паливе Л			
	1 бар	10 бар	20 бар	50 бар	20 бар	40 бар	60 бар	80 бар
300	0,915							
500	0,983	0,834						
700		0,949	0,898					
800					0,72	0,44		
1000			0,979	0,947	0,877	0,755	0,632	
2000			1,007	1,018		1,024	1,036	1,048
2500				1,019		1,022	1,034	1,045

12.11. Види обладнання топок

Топковим пристроєм (топкою) називається пристрій, в якому проходить процес горіння палива. Конструктивно ці пристрої повинні відповідати вимогам:

- стійкість процесу горіння і його температурного режиму при раціональній організації руху топкових газів і повітря в котлоагрегаті;
- економічність спалювання палива, тобто найбільш повне його згоряння при мінімальному коефіцієнті надлишку повітря;
- зручність організації горіння (подача палива, видалення золи та шлаку) і обслуговування топки (чистка, ремонт). Механізація і автоматизація всіх трудомістких робіт обслуговування топок.

Топки класифікуються:

- за способом спалювання палива: шарові, рис 12.1а; камерні, рис 12.1б; вихрові, рис 12.1в. В шарових топках в шарі спалюють тільки тверде паливо. В інших топках спалюють рідке і газоподібне паливо та тверде паливо у пилоподібній формі.



- *за взаємодією з тепловими установками*: внутрішні – спалювання палива відбувається безпосередньо в тепловій установці; виносні - установлюють зовні теплової установки, а в неї подають гарячі продукти згоряння.

- *за способом подачі палива і організації обслуговування*: ручні, напівмеханічні та механічні.

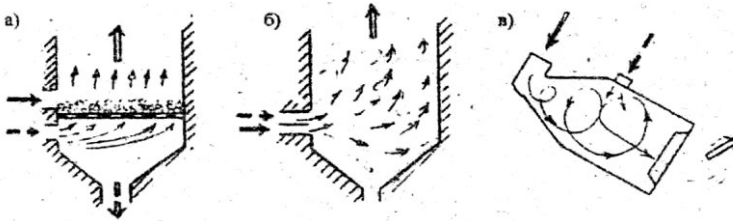


Рис. 12.1. Схеми способів спалювання палива:

а)- шаровий; б) – факельний; в) - вихровий

Схеми топок представлені на рис 12.2. Топки для шарового спалювання палива мають такі різновиди:

а) топки з нерухомою колосниковою решіткою і нерухомим шаром палива, рис. 12.2а, б, в;

б) топки з нерухомою колосниковою решіткою та рухомим шаром палива, рис. 12.2 г, д;

в) топки з рухомою колосниковою решіткою на нерухомим на ній шаром палива, рис. 12.2 е, ж.

Для факельного спалювання рідкого, газоподібного та пилоподібного твердого палива використовують камерні топки, рис 12.2 з, к.

Будь-яку промислову топку можливо розглядати як поєднання пального пристрою з топковим простором (камерою). При спалюванні палива пальним пристроєм слугує колосникова решітка, яка підтримує кускове паливо. При спалюванні рідкого і газоподібного палива пальним пристроєм є форсунки або пальники, які подають в топку розпилене паливо і необхідне для горіння повітря.

В топці і її газоходах розташовують поверхні нагріву котла, які сприймають теплоту, що утворюється від згоряння палива в топці.

В сучасних топках горіння палива відбувається при настільки високих температурах, що отримана в результаті горіння палива зола плавиться і перетворюється в жужель (шлак).

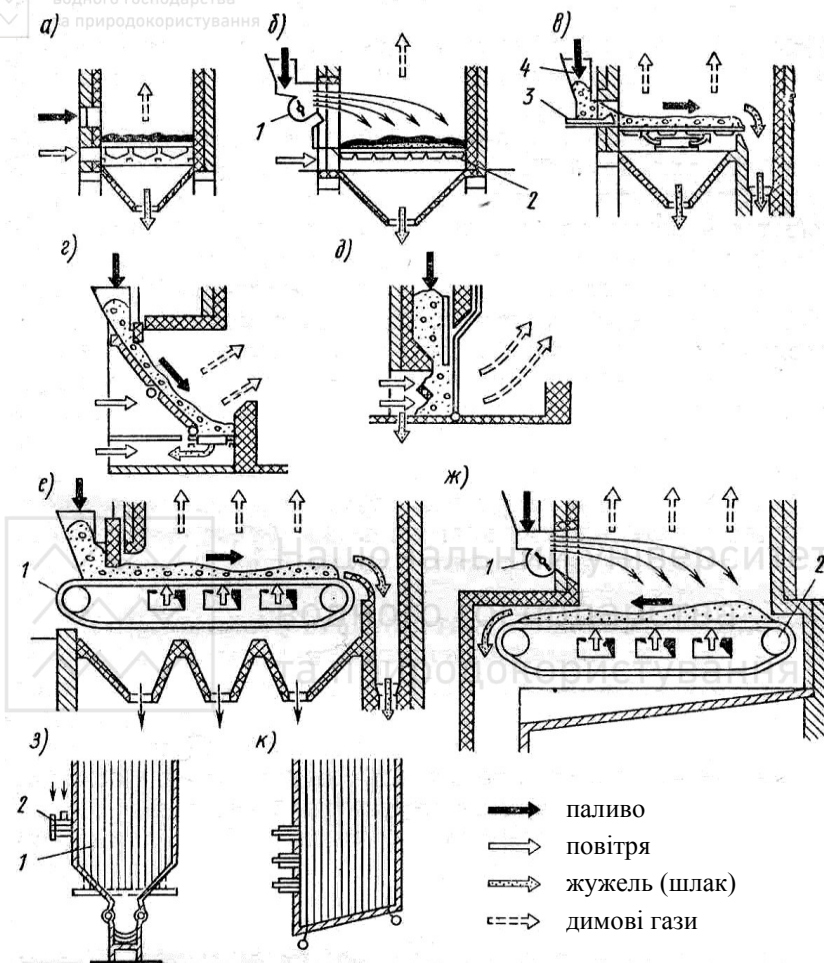


Рис. 12.2. Схеми топок для спалювання палива в шарі і факелі: а)- ручна з горизонтальною колосниковою решіткою; б)- топка з накидачем палива на нерухомий шар; в)- топка з шуруючою планкою; г)- топка з нахиленою колошниковою решіткою; д)- топка системи В.В.Померанцева; е)- топка з ланцюговою механічною решіткою; ж)- теж зворотного ходу із накидачем; з) камерна топка для пилоподібного палива; к)- топка для спалювання рідкого або газоподібного палива



Висока температура топки і дія розплавленого шлаку, що осів на стінки топки, здатні швидко зруйнувати її обмурівку. Крім того, розплавлені частинки золи, виносяться димовими газами і осідають на поверхнях нагріву, погіршуючи тим самим теплопередачу. Тому для захисту стінок топки від дії високих температур і роз'їдання розплавленими шлаками їх екранують, тобто перед ними встановлюють ряди гладких металевих труб з циркулюючою в них водою.

Екрани, що включені в загальну циркуляційну схему котла, є поверхнями нагріву, які сприймають променеву радіаційну теплоту від полум'я палива, що згорає. Тому їх називають *радіаційними поверхнями нагріву*. А ту частину топки, де розташовані екрани, називають *радіаційною зоною* топки.

Розвиток екранів дозволяє знизити температуру газів, які залишають радіаційну зону топки, до температури застигання золи, що запобігає від шлакування конвекційні поверхні котлоагрегату.

Ручна топка з нерухомою горизонтальною колосниковою решіткою, рис. 12.2а. Це найпростіший і найбільш розповсюджений тип топки. Являє собою камеру, яка виконана з будівельних матеріалів або металу, з середини футеровану вогнетривкими матеріалами. Топка розділена колосниковою решіткою з вогнетривкого матеріалу на дві камери. Паливо закидається на колосникову решітку у верхню камеру через отвір, який закривається дверцятами. Через цей отвір проводиться розпушування шару палива, що горить, (шурування) та видалення шлаку і золи. Повітря подається через отвір, який розташований нижче колосникової решітки у нижню камеру. Кількість поданого повітря регулюється дверцятами, які закривають цей отвір, або спеціальнимишиберами. У потужних топках повітря подається у цей отвір з допомогою вентиляторів дуття. Через нижній отвір видаляється та частина шлаку і золи, яка провалюється через колосникову решітку.

Газоподібні продукти згоряння (димові гази) видаляються через димоходи, вхід в які розташований у верхній частині топки. Для цього в топці створюються розрідження до 50-100 Па за допомогою димової труби при природній тязі та за допомогою вентилятора –димососа при створенні штучної тяги.



Ручні топки використовуються в теплових установках малої продуктивності. Наприклад, в котельних агрегатах з продуктивністю за водяною парою 1...2 т/год. Показники роботи топок:

- питомі втрати від хімічного недопалу $q_3 = 2...4 \%$;
- питомі втрати від механічного недопалу $q_4 = 7...12 \%$;
- коефіцієнт надлишку повітря $\alpha_t = 1,4...1,5$.

Застосування механічного накидача 1, рис.12.2б, для подачі палива на колосникову решітку дає можливість збільшити потужність котла до 10 т/год. Для спалювання бурого вугілля та низькоякісного кам'яного вугілля використовують *топки з шуруючою планкою*, рис. 12.2в. Планка 3 виконана із сталі або чавуну у вигляді трикутної призми з виступом на кінці з кутами 35 і 15° до горизонтальної площини, що дає можливість переміщувати паливо із бункера, зіштовхувати шлак з колосників при рухові вперед та розпушувати шар горіння палива при зворотному русі. Показники роботи топки:

$$q_3 = 1 \%; q_4 = 4...7 \%; \alpha_t = 1,3...1,4.$$

Топки з похилою колосниковою решіткою, рис. 12.2г. В них паливо загрузається з бункера та дозується за допомогою дозатора і в міру згоряння пересипається під дією гравітаційних сил по похилій (близько 45°) колосниковій решітці. Такі топки використовують для спалювання торфу та відходів деревообробки.

Швидкісні шахтні топки системи В.В.Померанцева, рис. 12.2д, використовуються для спалювання кускового торфу для котлів продуктивністю до 6,5 т/год.

Топки з рухомою колосниковою решіткою. До них відносять топки з механічною ланцюговою колосниковою решіткою прямого 1, рис.12.2е, і зворотного 2 руху, рис. 12.2ж. В топках з решіткою прямого руху подача палива відбувається з бункера за допомогою дозатора. Ланцюгова решітка рухається від передньої стінки топки до задньої, при цьому паливо самопливом потрапляє на колосникову решітку. В топках зворотного руху подача палива відбувається за допомогою накидача 1. В обох видах топок повітря подається через отвори, які розташовані під колосниковою решіткою. Такого типу топки використовуються для спалювання твердого палива в теплових установках середньої та високої потужності до 10...150 т/год. Показники роботи топки:

$$q_3 = 0,5...1 \%; q_4 = 4...5 \%; \alpha_t = 1,3.$$



До недоліків шарових топков необхідно віднести:

- обмеження потужності топков через гетерогенний процес горіння;
- виникнення хімічного і механічного недопалу в шарі горіння;
- складність процесу автоматизації і ін.

Камерні топков для спалювання рідкого та газоподібного палива, рис. 12.2 з, к, виконують з горизонтальним або похилим подом (череном). Пальники розташовують в передній, боковій стінці, або кутах камери. Деякі види твердого палива (антрацитний штиб, крихта бурого вугілля і ін.) спалюються у вигляді вугільного пилу. Для цього паливо подрібнюють до пилоподібного стану в млинах (дробарках) і подають в суміші з повітрям в топку, де воно згоряє у завислому стані, рис. 12.2 з.

Топка являє собою камеру 1 прямокутного перерізу, яка виконана з вогнетривкої цегли. Стіни всередині топкової камери вкриті вертикально розташованими кип'ятильними трубами, які називаються топковими екранами. Екранні труби – ефективна поверхня нагріву котла, яка сприймає велику кількість теплоти випромінюванням від факела і захищає кладку топкової камери від дії високої температури факела і розплавлених шлаків. Пилоподібна суміш подається в топку через пальники 2. Показники роботи топки: $q_3 = 0...1 \%$; $q_4 = 0,5...6 \%$; $\alpha_t = 1,2...1,25$.

Камерні топков для рідкого і газоподібного палива, рис. 12.2 ж, виконують з горизонтальним або злегка нахиленим подом, який іноді екранують. Пальники розташовують на передній і бокових стінках топки або по її кутах. Застосовують прямоточні і вихрові пальники. Газоподібне і рідке паливо спалюють під котлами будь-якої продуктивності, а тверде у вигляді пилу – під котлами 35...50 т/год. і більше.

Параметри топков. Робота топков характеризується наступними показниками: тепловою потужністю, тепловими навантаженнями колосникової решітки і топкового об'єму, коефіцієнтом корисної дії. Під *тепловою потужністю топки* розуміють кількість тепла Q , яке виділяється в ній за одиницю часу.

$$Q = B_p Q_u^p, \quad (12.58)$$

де B_p – кількість палива, що спалюється за одиницю часу; Q_u^p – нижча теплота згоряння палива.



Теплове навантаження на колосникову решітку (видиме теплове дзеркало горіння) Q/R , кВт/м² – це кількість тепла, яке виділяється з 1 м² площі колосникової решітки за одиницю часу (1 с):

$$Q/R = B_p Q_n^p / R, \quad (12.59)$$

де R – площа колосникової решітки в топці, на якій відбувається горіння. Величина Q/R коливається в межах 100...1750 кВт/м².

Теплове навантаження топкового об'єму – це кількість тепла, яке виділяється з одиниці об'єму камери топки за одиницю часу, кВт/м³.

$$Q/V_T = B_p Q_n^p / V_T = q_v, \quad (12.60)$$

де V_T – об'єм топкового простору, де відбувається горіння, м³; q_v – залежить від палива та конструкції топки і змінюється в межах 140...600 кВт/м³.

Наприклад, для шарових ручних топок $q_v = 200...350$ кВт/м³; для шарових механічних $q_v = 290...465$ кВт/м³; для камерних при спалюванні вугільного пилу $q_v = 145...230$ кВт/м³; при спалюванні газу і мазуту $q_v = 230...460$ кВт/м³.

Коефіцієнт корисної дії топки оцінює ефективність роботи топки

$$\eta_T = 100 - (q_3 + q_4 + q_5 + q_6), \quad (12.61)$$

де q_3, q_4, q_5, q_6 – відповідно втрати тепла: від хімічного і фізичного недопалу, в оточуюче середовище, з фізичною теплотою шлаків.

При спалюванні рідкого та газоподібного палива

$$\eta_T = 100 - (q_3 + q_5). \quad (12.62)$$

12.12. Екологічні проблеми використання теплоти

Науку, що вивчає умови існування, формування і функціонування біологічних систем усіх рівнів і взаємодію їх між собою і середовищем, у якому вони існують, називають *екологією*.

Все живе і неживе, що оточує рослини, тварини та інші організми і з чим вони взаємодіють, має назву середовища існування.

Навколишнє середовище поділяють на такі складові: повітряне середовище (атмосфера), водне (гідросфера); тваринний світ (людина, свійські і дикі тварини, птахи, риби тощо); рослинний світ (включаючи і рослинний світ гідросфери), ґрунти, надра; кліматичне та акустичне середовище. Усі зазначені складові навколишнього середовища входять в *біосферу*.



Елементи середовища, які суттєво впливають на живі організми, називають *екологічними факторами*. Їх поділяють на три групи: абіотичні, біотичні, антропогенні.

Абіотичні – це фактори неживої природи (фізико-хімічні фактори).

Біотичні фактори – це ті, що визначають взаємодію живих організмів між собою або вплив їх один на одного.

Антропогенні фактори характеризують вплив людини на живу і неживу природу. Вони характеризують вплив усіх форм діяльності людства на навколишнє середовище (довкілля). Найголовніші сфери діяльності людського суспільства, які найбільш впливають на стан довкілля, – це промисловість, транспорт, агропромислове виробництво.

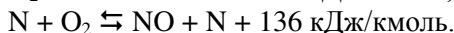
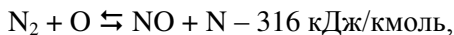
12.12.1. Токсичність продуктів згоряння. Продукти згоряння, розрахунок складу яких розглянуто раніше, обумовлюють визначальний вплив на енергетичні та екологічні показники різних теплотехнічних установок.

Проте крім цих продуктів при згоряння утворюються і ряд інших речовин, які внаслідок їх малої кількості не враховуються в енергетичних розрахунках, але визначають екологічні показники топків, печей, теплових двигунів і інших пристроїв сучасної теплотехніки.

В першу чергу до числа екологічно шкідливих продуктів згоряння відносять так звані токсичні гази.

Токсичними називають речовини, які негативно впливають на організм людини і довкілля. До основних токсичних речовин відносять оксиди азоту (NO_x), оксид вуглецю (CO), різні вуглеводні (CH), сажа і хімічні сполуки, які вміщують свинець та сірку.

Оксиди азоту. Якщо температура перевищує 1500 К, то азот і кисень повітря вступають у хімічні взаємодії за ланцюговим механізмом:



Визначальною є перша реакція, швидкість якої залежить від концентрації атомарного кисню. При згорянні палива утворюється, головним чином, оксид азоту, який потім в атмосфері окислюється до NO_2 .



Утворення NO збільшується зі зростанням температури газів і концентрації кисню і не залежить від вуглеводневого складу палива. Залежність утворення NO від температури створює певні труднощі з точки зору збільшення термічного ККД теплового двигуна. Наприклад, при зростанні максимальної температури циклу T_z до 3000 К термічний ККД циклу Карно $\eta_{тк}$ і циклу Отто $\eta_{тo}$ зростає відповідно до 0,9 і 0,66; але розрахункова максимальна концентрація NO_2 в продуктах згоряння досягає при цьому 10000 ppm або 1,1 % за об'ємом, рис. 12.3.

Газ NO_2 , який знаходиться в атмосфері, має червоно-бурий колір і в великих концентраціях має задушливий запах. NO_2 негативно діє на слизову оболонку очей і носу, а також на нервову систему людини.

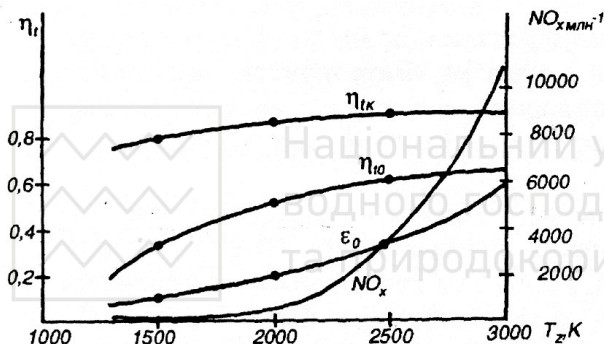


Рис. 12.3. Вплив температури T_z на утворення NO_x , термічний ККД циклу Карно $\eta_{тк}$ і циклу Отто $\eta_{тo}$ ($T_o = 288$ К, $\lambda_o = 3,5$)

му людини.

Токсичність NO_2 у сім разів вища за токсичність NO.

Оксид вуглецю (CO) утворюється під час згоряння вуглецю при недостатку кисню або при дисоціації CO_2 . Основ-

ний вплив на утворення CO обумовлює склад суміші: чим вона більш збагачена, тим вище концентрація CO.

Оксид вуглецю – газ без кольору і запаху. При диханні він входить в легені разом з повітрям і інтенсивно з'єднується з гемоглобіном крові, що зменшує її здатність забезпечувати організм киснем. Симптоми отруєння організму газом CO: головний біль, серцебиття, утруднене дихання і нудота.

Вуглеводні (СН) складаються з вихідних і розкладених молекул палива, які не приймали участь у спалюванні. Вуглеводні з'являються у відпрацьованих газах (ВГ) двигунів внутрішнього згоряння внаслідок погашення полум'я поблизу відносно холодних стінок камер згоряння, в «зашемлених» об'ємах, які знахо-



дяться у витіснювачах і в зазорах між поршнем і циліндром над верхнім компресійним кільцем. В дизелях вуглеводні утворюються в занадто збагачених зонах суміші, де виникає піроліз молекул палива. Якщо в процесі розширення в ці зони не поступає достатня кількість кисню, то СН опиниться в складі ВГ.

Кількість різних індивідуальних вуглеводнів, які входять в цю групу токсичних речовин, перевищує 200. В тих концентраціях, в яких СН вміщується в повітрі, наприклад в зонах з інтенсивним рухом автотранспорту, вони не шкодять безпосередньо здоров'ю людини, проте, викликають реакції, які ведуть до утворенню сполук, які шкідливі навіть при незначній концентрації.

Так, вуглеводні під дією сонячних промінів взаємодіють з NO_x , утворюючи біологічно активні речовини, які подразнюють органи дихання і викликають появу так званого смогу.

Особливий вплив мають викиди бензолу, толуолу, поліциклічних ароматичних вуглеводнів (ПАВ) і в першу чергу бензапірену ($\text{C}_{20}\text{H}_{12}$). Ця група високотоксичних речовин утворюються в результаті піролізу легких і середніх фракцій палива при температурі 600...700 К. Такі умови виникають поблизу холодних поверхонь циліндра при наявності там неспалених вуглеводнів. Кількість ПАВ у ВГ тим більша, чим вища концентрація в паливі бензолу. ПАВ відносяться до так званих канцерогенних речовин, вони не виводяться з організму людини, а з часом накопичуються в ньому, сприяючи утворенню злоякісних пухлин.

Сажа (кіптява, кіпоть) – чорна порошокаста маса, яка утворюється внаслідок неповного згоряння палива. Сажа складається в основному з вуглецю з домішками 1...3 % водню.

Сажа утворюється при температурі вище 1500 К в результаті об'ємного процесу термічного розкладання (піролізу) при сильній нестачі кисню. Формально реакція піролізу проходить за рівнянням:



Початок утворення сажі має місце при α менше 0,3...0,7 і залежить від температури і тиску газів, а також від виду палива. При однаковій кількості атомів вуглецю за ступенем зростання схильності до утворення сажі вуглеводні поділяються на наступним чином: парафіни, олефіни, ароматики. Наявність сажі в ВГ дизелів обумовлює чорний дим на вихлопі. Сажа є механічним забрудню-



вачем носоглотки і легенів. Велика небезпека пов'язана з властивістю сажі накопичувати на поверхнях своїх частинок канцерогенні речовини і слугувати їх носієм.

Сажа - не єдина тверда речовина, яка вміщується в ВГ. Інші тверді речовини утворюються з сірки, яка вміщується в паливі, а також в вигляді аерозолей мастила і неспаленого палива. Усі речовини, які осідають на спеціальному фільтрі при проходженні через нього ВГ, отримали загальну назву - частинки.

Вміст у ВГ продуктів неповного згоряння (CO , CH і сажі) небажаний не тільки із-за їх токсичності, але і тому, що при неповному згорянні палива не виділяється частина теплоти, а це обумовлює погіршення економічних показників теплових установок.

Свинець і сірка. Приблизно 50...70 % свинцю, який знаходиться в бензині, потрапляє разом з ВГ в атмосферу у вигляді свинцевих солей, тобто в вигляді частинок діаметром менше 1 мкм. Ці частинки проникають в організм людини разом з повітрям і через шкіру. Сполучення свинцю дуже отруйні і не виводяться з організму, накопичуючись у ньому. Вони негативно діють на центральну нервову систему, викликаючи нервові і психічні розлади.

Сірка, яка вміщується в дизельному паливі, мазуті і кам'яному вугіллі викидається в атмосферу після згоряння цих палив в формі диоксиду SO_2 , який дуже шкідливий для рослин і сприяє виникненню «кислотних» дощів.

Присутність в ВГ сполук свинцю і сірки робить неможливим використання каталітичних нейтралізаторів, які призначені для зниження токсичності ВГ.

Деякі токсичні речовини після того, як вони потрапляють в атмосферу в складі продуктів згоряння, зазнають подальші перетворення. Наприклад, при наявності в атмосфері вуглеводнів (або їх радикалів), оксидів азоту і оксиду вуглецю при інтенсивному випромінюванні сонця утворюється озон O_3 , який є найсильнішим окислювачем і який викликає при відповідній концентрації погіршення самопочуття людей.

При високому вмісті в малорухомій і вологій атмосфері NO_2 , O_3 і CH виникає туман коричневого кольору, який отримав назву «смог» (від англійських слів Smoke – дим і fog – туман). Смог є сумішшю рідких газоподібних компонентів, він подразнює очі, погіршує видимість на шляхах.



Основними джерелами викиду токсичних продуктів згоряння є автомобілі, промисловість, теплові та електричні станції. Особливо отруйними є викиди хімічного виробництва. В деяких містах вміст в атмосфері токсичних продуктів згоряння перевищує гранично допустиму концентрацію в декілька десятків разів.

Для боротьби з цим лихом в більшості країн світу прийняті відповідні закони, які обмежують допустимий вміст токсичних речовин в продуктах згоряння, що викидаються в атмосферу.

Виконання норм дозволеного максимального викиду стало однією з центральних задач теплотехніки. В багатьох випадках керування роботою автомобільних двигунів або об'єктів промислової теплотехніки здійснюється таким чином, щоб забезпечити потрібний компроміс між їх енергетичними, економічними і екологічними показниками. В багатьох випадках рівень екологічних показників, який досягається таким шляхом, перевищує дозволені сучасними нормами. Тому велике значення набуває нейтралізація і очистка продуктів згоряння перед їх виходом в атмосферу. З цієї метою використовуються різні нейтралізатори і фільтри. Одночасно покращується склад вуглеводневих палив (зменшення вмісту сірки, свинцю, ароматичних вуглеводнів), розширюється використання газових палив. В перспективі застосування в якості палива водню повністю виключає вміст в продуктах згоряння CO, CH і інших токсичних вуглеводневих компонентів.

12.13. Вплив токсичних викидів на людину і довкілля

Для оцінки концентрацій викидів прийнято порівнювати їх фактичні концентрації з гранично допустимими (максимально разовими, середньодобовими, середньорічними).

Сучасні уявлення про допустимі рівні забруднення атмосферного повітря, води або ландшафту базуються на відомостях про шкідливі дії речовин або інших видів негативного впливу на здоров'я людей та тварин, на рослинність і матеріальні цінності.

Токсичні компоненти шкідливих викидів автотранспорту і інфраструктури безпосередньо впливає на населення, тварин, рослинність, які знаходяться в безпосередній близькості від проїзної частини автомобільних шляхів і в фоновій зоні. На основі багатьох епідеміологічних і технологічних досліджень встановлено, що дія



кожного з шкідливих компонентів може привести до визначених негативних наслідків.

За характером дії забруднюючих речовин на довкілля виділяють хронічний неспецифічний (провокуючий) вплив забруднень, а також специфічні дії, коли забруднювач грає роль етіологічного фактора. Етіологія – вчення про причини та умови виникнення хвороб. Цей вплив визначається наступними симптомами і ознаками.

Оксид вуглецю CO (час життя в атмосфері 2...42 місяці) діє на нервову систему, викликає непритомність, тому що вступає в реакцію з гемоглобіном крові, заміщаючи кисень. В залежності від концентрації CO в повітрі і періоду дії ступінь ураження організму суттєво різниться.

Коли вдих припиняється, CO, який зв'язаний гемоглобіном, поступово виділяється, і кров людини очищується від нього на 50 % кожні 3...4 години. Дія CO на центральну нервову систему проявляється в зміні кольорової і світлової чутливості очей – зростає ймовірність аварій. Максимальна разова гранично допустима концентрація (ГДК) в населених пунктах складає 3 мг/м^3 , в США – 10 кг/м^3 за 8 годин дії.

В атмосфері над автомагістралями і прилеглими територіями з оксидів азоту зустрічаються, в основному, NO і NO₃. NO є нестійким компонентом, який на протязі від 0,5...3 до 100 годин (залежить від концентрації в повітрі) окислюється до NO₂. Токсичність NO₂ в 7 разів вища токсичності NO.

На організм людини NO₂ діє як гострий подразник при концентрації 15 мг/м^3 і може викликати набряк легенів при концентрації 200...300 мг/м^3 . Реагуючи з атмосферною вологою, оксиди азоту утворюють азотну кислоту, викликаючи корозію металів, знищення рослинності і ін. Найбільшу небезпеку оксиди азоту представляють як активний компонент при утворенні фотохімічного смогу. Максимальна разова концентрація оксидів азоту в атмосфері населених пунктів – $0,085 \text{ мг/м}^3$.

Вуглеводні (CH) складаються з вихідних молекул палива або тих, що розпалися і не брали участі в згорянні. Газоподібні низькомолекулярні вуглеводні оказують наркотичні дії на організм людини, викликаючи стан ейфорії, що підвищує ймовірність дорожніх транспортних пригод (ДТП). Токсичність їх зростає при наявності в повітрі інших забруднень, які в сукупності під дією соняч-



ної радіації утворюють фотохімічні оксиданти смогу. Максимальна разова ГДК складає 5 мг/м^3 .

Поліциклічні ароматичні вуглеводні, які вміщуються у викидах двигунів, є канцерогенами, з яких найбільшу активність має бензопірен ($\text{C}_{20}\text{H}_{12}$), який є у викидах дизелів. ГДК становить $0,1 \text{ мкг/100 м}^3$ повітря.

Сажка, яка вміщується у відпрацьованих газах, має більшу токсичність, ніж звичайний пил. На поверхні частинок сажі адсорбуються канцерогенні речовини. Видимим автомобільний вихлоп стає при концентрації сажі 130 мг/м^3 . Розміри частинок складають $0,19 \dots 0,54 \text{ мкм}$ в діаметрі і досягають альвеол легенів або відкладаються в носових пазухах, трахеях і бронхах.

Оксиди сірки при малих концентраціях ($0,001 \%$) викликають подразнення дихальних шляхів, при концентрації $0,01 \%$ відбувається отруєння людей за декілька хвилин. Наявність в атмосфері сірчистих газів перешкоджає фотосинтезу рослин, несприятливо діє на дихальні шляхи людини. При концентрації SO_2 в повітрі більш $0,9 \text{ мг/м}^3$ відбуваються зміни процесів фотосинтезу рослин; через $5 \dots 10$ днів хвоя сосен, ялинок починає ставати рудою і передчасно опадає. Встановлено, що суміш SO_2 і CO при тривалій дії викликає порушення генетичної функції організму. ГДК в робочій зоні становить 10 мг/м^3 .

Сполуки свинцю призводять до виникнення головного болю, втомленості, порушенню сну, ферментативної активності білків живих організмів. ГДК середньодобова становить $0,0003 \text{ мг/м}^3$. Свинець накопичується в організмі і може викликати тяжкі розлади нервової і кровоносної систем. Зазначені шкідливі компоненти за ступенем токсичності різні і характеризуються співвідношеннями: $\text{CO/CH}_4/\text{H}_2\text{S}/\text{NO}_x/\text{C}/\text{RCHO}/\text{Pb}/\text{C}_{20}\text{H}_{12} =$

$$= 1/1,26(3,16)/16,5/41,1/41,1/45,5/22400/120000.$$

Дія деяких токсичних речовин відпрацьованих газів на людину приведено в табл. 12.12.

Таблиця 12.12

Вміст домішок у повітрі, мг/м^3 , і ефекти дії на людину

Ефект дії	CO	SO ₂	NO _x
Декілька годин без помітної дії	115	6	15
Ознаки легкого отруєння або подразнення слизових оболонок через 2...3 години	115...575	130	20
Отруєння через 30 хвилин	2300...3500	210...400	100
Небезпечно для життя при короткочасній дії	5700	1600	150



Негативний вплив автомобільних викидів на людину проявляється і через питну воду, і через продукти харчування. Призводять до погіршення здоров'я і транспортний шум і електромагнітне випромінювання. Узагальнені матеріали приведені в табл. 12.13.

Таблиця 12.13

Стан здоров'я населення в залежності від забруднення атмосферного повітря

Очікуваний стан здоров'я	Кратність перевищення ГДК
Нема негативних змін	1
Зміни за деякими функціональними показниками	2...3
Виявлені функціональні зсуви	4...7
Ріст специфічної і неспецифічної захворюваності	8...10
Гострі отруєння	100
Смертельні отруєння	500

Починаючи з 2...4 ГДК в стані здоров'я людей спостерігаються зсуви, які реєструються функціональними методами досліджень, але ріст захворюваності населення, як правило, не спостерігається. При більш 5 ГДК ріст захворюваності населення вже відзначається в даних офіційної статистики.

Аналогічні шкали встановлені для оцінки захворюваності від рівня забруднення водойм, табл.12.14, ґрунтів, 12.15, а також рівня шуму, табл.. 12.16.

Таблиця 12.14

Оціночна шкала можливого впливу забруднення водних об'єктів на здоров'я населення

Степінь забруднення	Степінь перевищення ГДК	Індекс забруднення
Допустима	1	0
Помірна	2...3	1
Висока	4...10	2
Надзвичайно висока	100	3

При високому степені забруднення (індекс 2 табл. 12.14.) помітно погіршується здоров'я населення, що передбачає заборону використання водойми для усіх видів споживання. Для покращення екологічних умов використовують наступні методи очищення стічних вод: механічні, фізико-хімічні, біологічні.

Процент теоретичного зниження рівня здоров'я населення, який обумовлений шкідливою дією автомобільно транспортного комплексу, визначається за формулою $R = \sim P/P_o$, де R – знижен-



ня значень показників здоров'я в долях від рівня граничного забруднення; P_0 , P – відповідно теоретичний і фактичний (прогнозований) рівень забруднення

Таблиця 12.15

Оціночна шкала впливу вмісту хімічних речовин в ґрунті
на здоров'я населення

Очікуваний стан здоров'я	Перевищення ГДК
Мінімальні фізіологічні зсуви	До 4
Виражені фізіологічні зсуви	4...10
Підвищення частоти захворювань по окремим формам і групам	20...120
Хронічні отруєння	120...200
Гострі отруєння, смерть	200...1000

Таблиця 12.16

Показник захворюваності населення, % в залежності від рівня
транспортного шуму

Захворювання	Середнє значення	В межах ГДК	Вище ГДК
Система кровообігу	16,4	63,5	88,3
Нервова система	59,9	49,8	70,7
Органи кровообігу	89,8	85,4	93,2

12.14. «Парниковий» ефект і захист навколишнього середовища

Забрудненням називають внесення в середовища нових, не-притаманних йому на даний час фізичних, хімічних чи біологічних чинників або збільшення концентрації наявних в середовищі компонентів порівняльно з їх природним середньобагаторічним вмістом. Отже забруднення призводять до порушення комфортних, ustalених у процесі еволюції умов існування тваринного і рослинного світу.

Одним з основних продуктів згоряння вуглеводневих палив є диоксид вуглецю (CO_2), який не відноситься до токсичних газів. Річна емісія (виділення) CO_2 становить 130...1100 млрд. т/рік. Основна кількість CO_2 створюється природними джерелами, і тільки приблизно 1...3 % зв'язані з технічною діяльністю людини (антропогенні викиди). Проте ці 1...3 % мають змогу порушити рівнова-



гу в атмосфері і слугувати причиною виникнення так званого «парникового» ефекту.

В верхніх шарах атмосфери завжди розташовувалася суміш газів, яка складалася на 60...90 % з водяної пари. Ця суміш газів перешкоджає відводу теплоти від поверхні нашої планети, підвищуючи її середню температуру на 33°C (від -18°C до +15°C). В підвищенні середньої температури на поверхні землі і виявляється «парниковий» ефект, який обумовив сприятливі умови для виникнення і розвитку життя на Землі. Проте в результаті діяльності людини в стратосфері і тропосфері почали накопичуватися такі речовини як CO₂, CH₄, галогенізовані вуглеводні, азот і гемиоксид азоту (N₂O). Сумарна доля цих газів в «парниковому» шарі відносна невелика всього 0,5...1,5 %, проте вони викликали за останні 100 років підвищення середньої температури приблизно на 0,45°C, що відобразилося в відомому потеплінні клімату. При подальшому неконтрольованому підсиленні «парникового» ефекту можливо виникнути інтенсивне розтоплення льодовиків, що призведе до глобальної катастрофи.

З усіх антропогенних «парникових» газів головне значення для підсилення «парникового» ефекту має CO₂. До важливих джерел антропогенних викидів CO₂ відносяться: теплові і електричні станції – 27 %; промисловість – 20 %; опалення житлових приміщень і мала енергетика – 20 %; транспорт – 17 %.

Зниження антропогенних викидів CO₂ стало гострою екологічною проблемою. В той же час відомо, що чим більше CO₂ утворюється при згорянні вуглеводневих палив, тим вони досконаліші. Тому вирішення проблеми зменшення антропогенних викидів CO₂ можливо шляхом:

- зменшення кількості спалюваного вуглеводневого палива, тобто підвищення паливної економічності теплоенергетичних пристроїв і теплових двигунів;

- застосування палив з малим вмістом вуглецю (стиснутий та скраплений гази, спирти та ефіри);

- використання водню;

- переходу до широкого застосування альтернативних джерел енергії (енергія сонця, атомна та ядерна енергія).

Навколишнє середовище забруднюється не тільки вихлопними газами двигунів внутрішнього згорання, а й випарами палива з



баків, місткостей, а також його витіканні на ґрунт при недбалому зберіганні та транспортуванні.

У сільській місцевості джерелами забруднення навколишнього середовища є тваринницькі та птахівничі комплекси, склади мінеральних добрив і пестицидів.

Стан атмосфери можна поліпшити кількома заходами. Насамперед, використання сонячної енергії не спричиняє викиду шкідливих речовин в атмосферу і не порушує природного енергетичного балансу Землі. Екологічно «чистими» слід вважати і такі поновлювані джерела енергії, як вітер і геотермальна енергія.

Зменшенню забруднення атмосфери сприяє використання вторинних енергоресурсів (ВЕР) промислових підприємств, компресорних станцій магістральних трубопроводів, теплових та атомних електростанцій. Вторинні енергоресурси можуть мати високу або низьку температуру. Для ефективного використання низькотемпературних ВЕР доцільно застосовувати теплові насоси. ВЕР використовують в системах тепlopостачання житла, ферм, теплиць.

В усіх галузях виробництва необхідно поліпшувати використання природних ресурсів: сировини, палива, матеріалів, енергії. Найпоширенішим способом зменшення викидів в атмосферу шкідливих речовин є фільтрація відпрацьованих, забруднених газів на виході з технологічних апаратів. Принцип роботи найпростішого сухого повітряного фільтра базується на пропусканні запиленого повітря крізь шар матеріалу, пори якого менші за розмір пилових часток. Більш високого очищення повітря від пилових часток можна досягти, змочуючи фільтрувальний матеріал.

Останнім часом значного поширення набули електричні повітряні фільтри, що використовують ефект люстри Чижевського. В цих фільтрах запилене повітря спочатку проходить через зону іонізації, де пилові частки внаслідок дії коронного розряду електризуються. Потім повітря, насичене електризованими пиловими частинками, надходить в осадову камеру, де пил осаджується на заземлених решітках чи пластинах.

Для вловлювання великих пилових частинок застосовують циклонні уловлювачі. В циклоні сепарація газопилової суміші відбувається завдяки дії відцентрової сили.

Рослинність відіграє величезну роль в очищенні повітря від шкідливих газів та пилу, адже процес фотосинтезу пов'язаний з



поглинанням з атмосфери вуглекислого газу. Внаслідок фотосинтезу рослинні організми, що ростуть на суші, в морях та океанах, утворюють близько 100 млрд т органічних речовин, поглинаючи при цьому 200 млрд т CO_2 та виділяючи 145 млрд т кисню. В середньому 1 га зелених насаджень за 1 годину внаслідок фотосинтезу поглинає з атмосфери до 8 кг вуглекислого газу.

12.15. Енергетичне забезпечення технологічних процесів на автомобільному транспорті і в дорожньому будівництві

12.15.1. Енергоспоживання на автомобільному транспорті. Для забезпечення діяльності автомобільного транспорту, будівництва і утримання шляхів необхідні великі затрати енергії.

На один автомобіль енергія витрачається: при отриманні конструкційних матеріалів, які витрачаються на виготовлення машини, $E_{\text{км}}$; при здійсненні технологічних процесів виготовлення власне автомобіля, $E_{\text{пр}}$; для забезпечення нормальної технічної експлуатації та роботи перевезення при проведенні поточного ремонту і обслуговування автомобіля, $E_{\text{то пр}}$; на отримання експлуатаційних матеріалів, $E_{\text{ем}}$; при проведенні капітального ремонту, $E_{\text{кр}}$; при розбиранні автомобіля, який відпрацював свій термін або морально застарів, і отримання знов конструкційних матеріалів, але вже не з руди (первинної сировини), а з металобрухту (вторинної сировини), $E_{\text{у}}$. Загальні затрати на один автомобіль $E_{\text{а}}$ дорівнює сумі складових:

$$E_{\text{а}} = E_{\text{км}} + E_{\text{пр}} + E_{\text{ем}} + E_{\text{то пр}} + E_{\text{кр}} + E_{\text{у}}.$$

Енергію $E_{\text{км}}$, яка витрачається на отримання конструкційних матеріалів, що витрачаються на один автомобіль, можна знайти, знаючи масу матеріалу в конструкції і питомі енергозатрати на його отримання. За дуже середніми оцінками отримання основних конструкційних матеріалів потребує наступних енергозатрат (в кВт·год на 1 кг матеріалів), табл.12.17.

У виробництві 1 кг маси автомобіля потребує затрат $\sim 8,4$ кВт·год енергії; величину $E_{\text{пр}}$ визначають як добуток маси автомобіля на $\sim 8,4$ кВт·год. В процесі експлуатації кожні 1000 км пробігу автомобіля потребують витрати енергії 240...350 кВт·год.



Таблиця 12.17

Витрата енергії, кВт·год/кг, на отримання ряду матеріалів

Fe	Al	Cu	Pb	Пласт- маса	Гума	Паливо дизельне	Бензин	Масло
16	60	26	23	34	41	4	3	50
11,5	15	22	20					2,5
(Вторинне використання)					(Регенерація)			

Ці витрати енергії зв'язані з витратою експлуатаційних матеріалів, запасних частин, а також зі здійсненням технологічних процесів при обслуговуванні і поточному ремонті. Таким чином оцінюють складові $E_{\text{ем}}$ і $E_{\text{то пр}}$. При здійсненні капітального ремонту енерговитрати $E_{\text{кр}}$ коливаються від 96 до 131,2 кВт·год на один двигун.

Затрати енергії, кВт·год/кг, для утилізації старих автомобілів (переплавка) приведені в табл. 12.16. Знаючи значення питомого енергоспоживання і маси автомобіля, отримаємо величину E_y .

Аналітичні оцінки показують, що один легковий автомобіль в залежності від його типу потребує енерговитрат 100000...150000 кВт·год за період життєвого циклу (виготовлення – утилізація); вантажний автомобіль в залежності від вантажопідйомності - 150000...500000 кВт·год; автобус – 300000...600000 кВт·год.

12.15.2. Затрати енергії при дорожньому будівництві. Затрати енергії при будівництві дороги складається із затрат на виготовлення і транспортування матеріалів і затрат енергії на виконання технологічних процесів при будівництві.

На енерговитрати впливають рельєф місцевості, ґрунтові і гідрологічні умови, забезпеченість району матеріалами. В табл. 12.18 вміщені відомості про витрату енергії, яка витрачається при будівництві 1 км доріг різної категорії.

Таблиця 12.18

Витрата енергії для будівництва 1 км дороги

Категорія дороги	Витрата енергії, (кВт·год)·10 ³ , при покритті	
	асфальтобетонному	цементному
I	8600	3500
II	2800	1100
III	2200	900

В склад енерговитрат доріг з асфальтовим покриттям включена енергія, яка витрачена на виробництво бітуму. Енерговитрати до-



ріг I категорії розраховані для чотирьох стрічкових автомагістралей по дві в кожному напрямі.

Енерговитрати, кВт·год/м³, при отриманні будівельних дорожніх матеріалів і при приготуванні з них сумішей характеризують наступними орієнтовними даними: суміш цементобетонна ~2, суміш асфальтобетонна ~95; залізобетонні плити ~32,4; бетонні блоки ~18,2.

Значна витрата енергії іде на транспортування матеріалів, напівфабрикатів (сумішів) і виробів з місць приготування або зберігання до місця використання. Так, в залежності від марки автомобіля витрати енергії, кВт·год/(т·км), змінюються наступним чином: ЗИЛ – 0,65; МАЗ – 0,33; КраЗ – 0,36; КамАЗ – 0,38.

В затратах енергії безпосередньо на будівельному майданчику виділяють процеси укладання, вирівнювання, ущільнення. Дані витрат енергії, кВт·год/м³, на ці процеси стосовно до різних матеріалів (покривів) наведені в табл. 12.19.

Таблиця 12.19

Питомі енерговитрати при дорожньому будівництві

Найменування матеріалів	Укладання і вирівнювання	Ущільнення	Інші	Сумарна витрата енергії
Цементобетонна суміш	1,5	3,1	0,8	5,4
Асфальтобетонна суміш	3,5	16,2	0,7	20,4
Грунт, який оброблено цементом	1,7	2,2	0,3	4,2
Залізобетонні плити	0,3	-	1,1	1,4
Щебінь в підготовці	1,3	9,8	2,3	13,4
Пісок	1,6	1,1	1,2	3,9

Для визначення загальних витрат енергії E_{Σ} на будівництво дорожньої одежі застосовують формулу:

$$E_{\Sigma} = \sum (E_{mi} + L_i E_{mpi} + E_{mi}) q_i ,$$

де E_{mi} – питома витрата енергії для виготовлення матеріалу i -того шару; E_{mpi} – питома витрата енергії на транспортування матеріалу i -того шару; L_i – дальність транспортування матеріалу i -того шару;



E_{mi} - питома витрата енергії на технологічні операції i -того шару; q_i – об'єм матеріалу.

Енерговитрати при будівництві та ремонті ділянок дорожньої мережі пов'язані з витратою енергоресурсів в технологічних процесах будівництва і ремонту.

Енергоспоживання пов'язано з витратою теплової енергії на пом'якшення верхнього шару асфальту, а також витратою енергії на привід фрези для зняття цього шару.

При здійсненні технологічних операцій ремонту ділянки дороги поверхню дорожнього полотна (після фрезерування) розігрівають, розпушують, вирівнюють, на неї наносять бітумну суміш, яка потім ущільнюється тиском порядку 500 Па.

Енергоспоживання при закритті швів складається з енерговитрат на очищення швів, виготовлення матеріалів для заповнення швів.

При транспортуванні відходів до місця зберігання або переробки енергоспоживання зв'язано з витратою моторного палива в двигунах транспортних засобів, які здійснюють перевезення відходів. Оцінка питомих енерговитрат в даному процесі виконана при умові, що відходи перевозяться на відстань до 20 км. Значення питомих енерговитрат в зазначених основних процесах приведені в табл. 12.20.

Таблиця 12.20

Питомі енерговитрати при ремонті дорожнього покриття

Технологічні операції	Теплова енергія
Фрезерування, МДж/(м ² ·см)	3,1
Витрата моторного палива, МДж/(м ² ·см)	3,1
Видалення зношеного шару, МДж/м ²	14,71
Транспортування матеріалу зношеного шару, МДж/т	99,46
Формування нового шару, розм'якшення, МДж/м ²	3,1
Заміна матеріалу (виготовлення, укладання, перемішування), МДж/м ²	17,56
Решта, МДж/м ²	1,68

Заміна верхнього шару дорожнього полотна товщиною 10 см супроводжується споживанням 177,6 МДж/м² енергії безпосередньо при ремонті дороги; 84,4 МДж/м² – при видаленні шару фрезою і 27,7 МДж/м² – при транспортуванні до місця зберігання або



переробки. В результаті сумарні енерговитрати при ремонті дорожнього покриття товщиною 10 см становить 289,5 МДж/м².

Приклади розв'язання задач

Задача 12.1.

Визначити вищу теплоту згоряння робочої маси, приведену вологість, приведену зольність, приведену сірчистість і тепловий еквівалент донецького вугілля марки Т, якщо відомі наступні величини: $Q_n^p = 24365$ кДж/кг;

$H^p = 3,1\%$; $S_n^p = 2,8\%$; $A^p = 23,8\%$; і $W^p = 5,0\%$.

Дано:

$Q_n^p = 24365$
кДж/кг;

$H^p = 3,1\%$;

$S_n^p = 2,8\%$;

$A^p = 23,8\%$;

$W^p = 5,0\%$.

Розв'язання

1. Вищу теплоту згоряння робочої маси палива визначаємо за формулою (12.3)

$$Q_g^p = Q_n^p + 225 H^p + 25 W^p = 24365 + 225 \cdot 3,1 + 25 \cdot 5 = 25187 \text{ кДж/кг.}$$

2. Приведена вологість палива

$$W_{np} = 4190 W^p / Q_n^p = 4190 \cdot 5 / 24365 = 0,86 \text{ кг}\cdot\% \cdot 10^{-3} / \text{кДж.}$$

$Q_g^p = ?$; $W_{np} = ?$;

$A_{np} = ?$; $S_{np} = ?$; $E = ?$

3. Приведена зольність палива

$$A_{np} = 4190 A^p / Q_n^p = 4190 \cdot 23,8 / 24365 = 4,09 \text{ кг}\cdot\% \cdot 10^{-3} / \text{кДж.}$$

4. Приведена сірчистість

$$S_{np} = 4190 S_n^p / Q_n^p = 4190 \cdot 2,8 / 24365 = 0,481 \text{ кг}\cdot\% \cdot 10^{-3} / \text{кДж.}$$

5. Тепловий еквівалент палива знаходимо за формулою (12.5)

$$E = Q_n^p / 29300 = 24365 / 29300 = 0,83.$$

Відповідь: $Q_g^p = 25187$ кДж/кг; $W_{np} = 0,86$ кг $\cdot\%$ $\cdot 10^{-3}$ /кДж;

$A_{np} = 4,09$ кг $\cdot\%$ $\cdot 10^{-3}$ /кДж; $S_{np} = 0,481$ кг $\cdot\%$ $\cdot 10^{-3}$ /кДж; $E = 0,83$.

Задача 12.2.

Визначити нижчу теплоту згоряння природного газу наступного складу (в відсотках за об'ємом): CH_4 -84,5; C_2H_6 -3,8; C_3H_8 -1,9; C_4H_{10} -0,9; C_5H_{12} -0,3; CO_2 -0,8; N_2 -7,8.

Дано:

CH_4 -84,5%;

C_2H_6 -3,8%;

C_3H_8 -1,9%;

C_4H_{10} -0,9%;

C_5H_{12} -0,3%;

CO_2 -0,8%;

Розв'язання

1. Нижча теплота згоряння газоподібного палива, кДж/м³, за сухим об'ємним складом, який виражений в (%), визначається із співвідношення.

$$Q_n^c = 126 \text{CO} + 108 \text{H}_2 + 358 \text{CH}_4 + 638 \text{C}_2\text{H}_6 + 913 \text{C}_3\text{H}_8 + 1187 \text{C}_4\text{H}_{10} + 1461 \text{C}_5\text{H}_{12} + 591 \text{C}_2\text{H}_4 + 860 \text{C}_3\text{H}_6 +$$

 $N_2-7,8\%$. $+1135C_4H_8+1412C_5H_{10}+1403C_6H_6+235H_2S$.

$$Q_n^p = ?$$

 C_2H_4 у паливі.

$$Q_n^c = 358 \cdot 84,5 + 638 \cdot 3,8 + 913 \cdot 1,9 + 1187 \cdot 0,9 + 1461 \cdot 0,3 = 35916 \text{ кДж/м}^3.$$

Відповідь: $Q_n^c = 35916 \text{ кДж/м}^3$.**Задача 12.3.**

Визначити об'єм продуктів повного згоряння на виході з топки, а також теоретичний і дійсний об'єми повітря, які необхідні для спалювання 1 м^3 природного газу наступного складу (за об'ємом): $CO_2 = 0,1\%$; $CH_4 = 98\%$; $C_2H_6 = 0,4\%$; $C_3H_8 = 0,2$; $N_2 = 1,3\%$. Коефіцієнт надлишку повітря в топці $\alpha_T = 1,2$.

Дано: $CO_2 = 0,1\%$; $CH_4 = 98\%$; $C_2H_6 = 0,4\%$; $C_3H_8 = 0,2$; $N_2 = 1,3\%$; $\alpha_T = 1,2$.**Розв'язання**

1. Теоретичний об'єм повітря, який необхідний для повного згоряння 1 м^3 палива, визначаємо за формулою (12.16)

$$V^0 = 0,0476[0,5CO + 0,5H_2 + 2CH_4 + 1,5H_2S + \sum \left(m + \frac{n}{4}\right) C_m H_n -$$

 $O_2] =$

$$V^0 = ?; \quad V_d = ?; \quad = 0,0476[2 \cdot 98 + 3,5 \cdot 0,4 + 5 \cdot 0,2] = 10,04 \text{ м}^3/\text{м}^3.$$

 $V_{cr} = ?$;

2. Дійсний об'єм повітря $V_d = \alpha_T V^0 = 1,2 \cdot 10,04 = 12,05 \text{ м}^3/\text{м}^3$.

 $V_{H_2O} = ?; \quad V_i = ?$.

3. Об'єм сухих газів при $\alpha_T = 1,2$ визначаємо за формулами (12.34), (12.37), (12.35)

$$V_{cr} = V_{RO_2} + V_{N_2}^0 + (\alpha$$

$$1) V^0 = 0,01(CO_2^i + CO + H_2S + \sum m C_m H_n) + 0,79 V^0 + 0,01 N_2 +$$

$$+ (\alpha_T - 1) V^0 =$$

$$= 0,01(0,1 + 98 + 2 \cdot 0,4 + 3 \cdot 0,2) + 0,79 \cdot 10,04 + 0,01 \cdot 1,3 + (1,2 - 1) 10,04 = 10,948 \text{ м}^3/\text{м}^3.$$

4. Об'єм водяних парів при $\alpha_T = 1,2$ знаходимо за формулою (12.37)

$$V_{H_2O}^0 = 0,01(H_2S + H_2 + 2CH_4 + 0,124 d + \sum \frac{n}{2} C_m H_n) =$$

$$0,01(2 \cdot 98 + 3 \cdot 0,4 + 4 \cdot 0,2) = 1,98 \text{ м}^3/\text{м}^3.$$

5. Об'єм продуктів повного згоряння за формулою (12.35)

$$V_r = V_{cr} + V_{H_2O} = V_{RO_2} + V_{N_2}^0 + V_{H_2O}^0 + 1,0161 V^0 (\alpha - 1) =$$

$$= 10,948 + 1,98 + 1,0161 \cdot 10,04 \cdot (1,2 - 1) = 14,948 \text{ м}^3/\text{м}^3.$$

Відповідь: $V^0 = 10,04 \text{ м}^3/\text{м}^3$; $V_d = 12,05 \text{ м}^3/\text{м}^3$; $V_{cr} = 10,948 \text{ м}^3/\text{м}^3$;

$$V_{H_2O} = 1,98 \text{ м}^3/\text{м}^3; \quad V_r = 14,948 \text{ м}^3/\text{м}^3.$$



Задача 12.4.

Визначити на виході з топки об'єм продуктів повного згоряння 1 кг донецького вугілля марки Т наступного складу (за об'ємом): $C^p=62,7\%$; $H^p=3,1\%$; $S_{л}^p=2,8\%$; $N^p=0,9\%$; $O^p=1,7\%$; $A^p=23,8\%$; $W^p=5,0\%$. Коефіцієнт надлишку повітря $\alpha_T = 1,3$.

Дано:

$$C^p=62,7\%;$$

$$H^p=3,1\%;$$

$$S_{л}^p=2,8\%;$$

$$N^p=0,9\%;$$

$$O^p=1,7\%;$$

$$A^p=23,8\%;$$

$$W^p=5,0\%$$

$$\alpha_T = 1,3.$$

$$V^o=?; V_{сг}=?;$$

$$V_{H_2O}=?;$$

$$V_r=?;$$

Розв'язання

1. Теоретичний об'єм повітря, який необхідно для повного згоряння 1 кг палива знаходимо за формулою (12.15)

$$V^o = 0,089 C^p + 0,265 H^p + 0,033 (S_{л}^p - O^p) = 0,089 \cdot 62,7 + 0,265 \cdot 3,1 + 0,033 \cdot (2,8 - 1,7) = 6,44 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

2. Об'єм сухих газів при $\alpha_T = 1,3$ знаходимо за формулами (12.34), (12.31), (12.35)

$$V_{сг} = V_{RO_2} + V_{N_2}^o + (\alpha - 1)V^o = 0,0187(C^p + 0,375 S_{л}^p) + 0,79 V^o + 0,01 N_2 + (\alpha_T - 1)V^o = 0,0187 \cdot (62,7 + 0,375 \cdot 2,8) + 0,79 \cdot 6,44 + 0,01 \cdot 0,9 + (1,3 - 1) \cdot 6,44 = 7,79 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

3. Об'єм водяної пари при $\alpha_T = 1,3$ визначаємо за формулою (12.30)

$$V_{H_2O}^o = 0,111 H^p + 0,0124 W^p + 1,24 W^{\phi} + 0,0161 \alpha_T V^o = 0,111 \cdot 3,1 + 0,0124 \cdot 5 + 0,0161 \cdot 1,3 \cdot 6,44 = 0,479 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

4. Об'єм продуктів повного згоряння знаходимо за формулою (12.35)

$$V_r = V_{сг} + V_{H_2O} = 7,79 + 0,479 = 8,27 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Відповідь: $V^o=6,44 \text{ м}^3/\text{кг}$; $V_{сг}=7,79 \text{ м}^3/\text{кг}$; $V_{H_2O}=0,479 \text{ м}^3/\text{кг}$; $V_r=8,27 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Задача 12.5.

Визначити ентальпію продуктів згоряння на виході з топки при повному згорянні 1 кг донецького вугілля марки Г наступного складу (за об'ємом): $C^p=55,2\%$; $H^p=3,8\%$; $S_{л}^p=3,2\%$; $N^p=1,0\%$; $O^p=5,8\%$; $A^p=23,0\%$; $W^p=8,0\%$, якщо відомо, що температура газів на виході з топки дорівнює $t_r=1000^\circ\text{C}$, доля золи палива, яка виноситься продуктами згоряння, $a_{yn}=0,85$ і приведена величина уноса золи спалюваного палива $A_{np,yn}=4,6 \text{ кг} \cdot \% 10^{-3}/\text{кДж}$. Коефіцієнт надлишку повітря в топці $\alpha_T=1,3$.

Дано:

$$C^p=55,2\%;$$

$$H^p=3,8\%;$$

$$S_{л}^p=3,2\%;$$

$$N^p=1,0\%;$$

$$O^p=5,8\%;$$

$$A^p=23,0\%;$$

$$W^p=8,0\%$$

$$t_r=1000^\circ\text{C};$$

$$a_{yn}=0,85;$$

$$A_{np,yn}=4,6$$

Розв'язання

1. Теоретичний об'єм повітря, який необхідно для повного згоряння 1 кг палива, знаходимо за формулою (12.15)

$$V^o = 0,089 C^p + 0,265 H^p + 0,033 (S_{л}^p - O^p) = 0,089 \cdot 55,2 + 0,265 \cdot 3,8 + 0,033 \cdot (3,2 - 5,8) = 5,833 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

2. Об'єм трьохатомних газів знаходимо за формулою (12.25)

$$V_{RO_2} = 0,0187(C^p + 0,375 S_{л}^p) = 0,0187(55,2 + 0,375 \cdot 3,2) = 1,055 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

3. Теоретичний об'єм азоту визначаємо за формулою (12.38)



кг.%10³/кДж

$\alpha_T = 1,3$.

$V^o = ?$; $V_{RO_2} = ?$;

$V_{N_2}^o = ?$;

$V_{H_2O}^o = ?$;

$I_s = ?$; $I_{нов}^o = ?$.

$V_{N_2}^o = 0,79V^o + 0,01 N_2 = 0,79 \cdot 5,833 + 0,01 \cdot 1,0 = 4,618 \text{ м}^3/\text{кг}$.
4. Теоретичний об'єм водяної пари знаходимо за формулою (12.30)
 $V_{H_2O}^o = 0,111 H^p + 0,0124 W^p + 1,24 W^d + 0,0161 \alpha_T V^o = 0,111 \cdot 3,8 + 0,0124 \cdot 8 + 0,0161 \cdot 1,3 \cdot 5,833 = 0,643 \text{ м}^3/\text{кг}$.
5. Ентальпію продуктів згоряння при $\alpha_T = 1,0$ і температурі газів $t_T = 1000^\circ\text{C}$ визначаємо за залежністю (12.40)
 $I_T^o = (V_{RO_2} C_{CO_2} + V_{N_2}^o C_{N_2} + V_{H_2O}^o C_{H_2O}) t = (1,055 \cdot 49,392/22,4 + 4,618 \cdot 31,196/22,4 + 0,643 \cdot 38,618/22,4) 1000 = 9865 \text{ кДж/кг}$.

Значення μc_{pm} прийняті за таблицею 1 додатка.

6. Ентальпію золи 1 кг вугілля при $t_T = 1000^\circ\text{C}$ визначаємо за формулою (12.42)

$$I_s = \frac{A^p a_{yH}}{100} c_3 t = \frac{23 \cdot 0,85}{100} 984 = 192 \text{ кДж/кг}.$$

7. Ентальпію повітря при $\alpha = 1$ і температурі $t_T = 1000^\circ\text{C}$ знаходимо за формулою (12.41)

$$I_{нов}^o = V^o c_{нов} t = 5,833 \cdot 1436 = 8376 \text{ кДж/кг}.$$

Відповідь: $V^o = 5,833 \text{ м}^3/\text{кг}$; $V_{RO_2} = 1,055 \text{ м}^3/\text{кг}$; $V_{N_2}^o = 4,618 \text{ м}^3/\text{кг}$;

$V_{H_2O}^o = 0,643 \text{ м}^3/\text{кг}$; $I_s = 192 \text{ кДж/кг}$; $I_{нов}^o = 8376 \text{ кДж/кг}$.

Задача 12.6.

Розрахувати стехіометричні характеристики і елементарний склад для ізооктана, гексадекана і газової суміші, яка складається з 30 % ацетилену, 60 % пропану і 10 % метанолу. Результати розрахунку приведені в таблиці.

Найменування показників	ізооктан C_8H_{18}	n-гексадекан $C_{16}H_{34}$	Газова суміш (30 % ацетилену C_2H_2 , 60 % пропану C_3H_8 , 10 % метанолу CH_4O).
Молярна маса, кг/кмоль	$12 \cdot 8 + 1 \cdot 18 = 114$	$12 \cdot 16 + 1 \cdot 34 = 226$	$26 \cdot 0,3 + 44 \cdot 0,6 + 32 \cdot 0,1 = 37,4$
Елементарний склад: вуглець m_C	$12 \cdot 8/114 = 0,842$	$12 \cdot 16/226 = 0,85$	$12(2 \cdot 0,3 + 3 \cdot 0,6 + 1 \cdot 0,1)/37,4 = 0,8021$
x	8	16	$m_C \mu_H/12 = 2,5$
водень m_H	$1 \cdot 18/114 = 0,15$	$1 \cdot 34/226 = 0,15$	$1(2 \cdot 0,3 + 8 \cdot 0,6 + 4 \cdot 0,1)/37,4 = 0,1551$
y	18	34	$m_H \mu_H/1 = 5,8$
кисень m_O	-	-	$16(1 \cdot 0,1)/34,7 = 0,0428$
z	-	-	$m_O \mu_H/16 = 0,1$

Формула молекули	C_8H_{18}	$C_{16}H_{34}$	$C_{2,5}H_{5,8}O_{0,1}$
Стехіометрична кількість повітря L_o , $\frac{\text{кмоль} \cdot \text{повітря}}{\text{кг} \cdot \text{палива}}$	$(0,842/12 + 0,158/4)/0,21 = 0,522$	$(0,85/12 + 0,15/4)/0,21 = 0,516$	-
$\mu_n L_o$, $\frac{\text{кмоль} \cdot \text{повітря}}{\text{кмоль} \cdot \text{палива}}$	-	-	$(0,8021/12 + 0,1551/4 - 0,0428/32)37,4/0,21 = 18,57$
l_o , $\frac{\text{кг} \cdot \text{повітря}}{\text{кг} \cdot \text{палива}}$	$\frac{138(8 + 18/4)}{12 \cdot 8 + 18} = 15,1$	$\frac{138(16 + 34/4)}{12 \cdot 16 + 34} = 14,96$	-

Задача 12.7.

Знайти значення коефіцієнта надлишку повітря α_{min} , при якому починається виділення в продуктах згоряння чистого вуглецю (сажі), для дизельного палива з елементарним складом $m_C = 0,872$ і $m_H = 0,128$.

Дано:

$$m_C = 0,872;$$

$$m_H = 0,128.$$

$$\alpha_{min} = ?$$

Розв'язання

$$3 \text{ рівнянь (12.48) } \alpha_{min} = \frac{(N_{O_2})_{min}}{(N_{O_2})_{\alpha=1}} = \frac{x/2}{x + y/4}$$

або через елементарний склад палив

$$\alpha_{min} = m_C/(2 m_C + 6 m_H).$$

$$\alpha_{min} = 0,872/(2 \cdot 0,872 + 6 \cdot 0,128) = 0,872/2,512 = 0,347.$$

Відповідь: $\alpha_{min} = 0,347$.

Задача 12.8.

Визначити характеристики робочого тіла, яке складається з стехіометричної суміші 1 кг бензину АІ-93 з повітрям і 10 % відхідних газів. Стехіометричний коефіцієнт $L_o = 0,512$ кмоль/кг.

Дано:

$m = 1$ кг бензину АІ-93;

$$L_o = 0,512 \text{ кмоль/кг.}$$

$$\gamma_{\omega_2} = 0,1.$$

Характеристики робочого тіла?

Розв'язання

Необхідні характеристики бензину АІ-93 візьмем з таблиць 12.7; 12.9.

Молярна маса бензину АІ-93 становить

$\mu_n = 103$ кг/кмоль. Кількість кіломолив бензину АІ-93 у суміші

$$N_n = 1/\mu_n = 1/103 = 0,00971 \text{ кмоль.}$$

Кількість відпрацьованих газів (ВГ) за рівнянням

$$N_{\omega_2} = (L_o + 1/\mu_n) \gamma_{\omega_2} = (0,512 + 0,00971) 0,1 = 0,05217 \text{ кмоль.}$$

Кількість робочої суміші за рівнянням (12.19)



$$N_{pc} = (L_o + 1/\mu_n)(1 + \gamma_{\text{в2}}) = (0,512 + 0,00971)(1 + 0,1) = 0,5739 \text{ кмоль.}$$

Молярні долі компонентів робочої суміші

$$r_n = N_n/N_{pc} = 0,00971/0,5739 = 0,017; \quad r_{нов} = L_o/N_{pc} = 0,512/0,5739 = 0,892;$$

$$r_{\text{в2}} = N_{\text{в2}}/N_{pc} = 0,05217/0,5739 = 0,091; \quad \sum r_i = 1.$$

Молярна маса і газова стала повітря

$$\mu_{нов} = 28,95 \text{ кг/моль}; \quad R_{нов} = R_u/\mu_{нов} = 8314/28,95 = 287 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Молярна маса і газова стала бензину АІ-93 (з таблиці 12.7)

$$\mu_n = 103 \text{ кг/кмоль}; \quad R_n = R_u/\mu_n = 8314/103 = 80,7 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Задамо молярну масу і газову сталу продуктів згоряння стехіометричної суміші бензину АІ-93 з повітрям

$$\mu_{\text{в2}} = 28,7 \text{ кг/кмоль}; \quad R_{\text{в2}} = R_u/\mu_{\text{в2}} = 8314/28,7 = 290 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Молярну масу робочої суміші знайдемо за рівнянням (12.54)

$$\mu_{pc} = \frac{\mu_n(1 + \mu_{нов}L_o) + \gamma_{\text{в2}}(1 + \mu_nL_o)\mu_{\text{в2}}}{(1 + \gamma_{\text{в2}})(1 + \mu_nL_o)} = \frac{1 + \mu_{нов}L_o + \gamma_{\text{в2}}\mu_{\text{в2}}(1/\mu_n + L_o)}{(1 + \gamma_{\text{в2}})(1/\mu_n + L_o)} =$$
$$\mu_{pc} = \frac{1 + 28,95 \cdot 0,512 + 0,1 \cdot 28,7(0,00971 + 0,512)}{0,5739} = 30,18 \text{ кг/кмоль.}$$

Газова постійна робочої суміші $R_{pc} = R_u/\mu_{pc} = 8314/30,18 = 275,5 \text{ Дж/(кг·К)}$.

Псевдокритичні температуру і тиск робочої суміші знайдемо за рівняннями (12.7) і (12.8). Значення $T_{кр}$ ($T_{кр}'$), $p_{кр}$ ($p_{кр}'$) для компонентів беремо з табл. 12.5: для бензину АІ-93 $T_{кр}' = 541 \text{ К}$; $p_{кр}' = 28,9 \text{ бар}$; для відпрацьованих газів $T_{кр}' = 218 \text{ К}$, $p_{кр}' = 64,7 \text{ бар}$

Для повітря $T_{кр} = 132 \text{ К}$, $p_{кр} = 38,2 \text{ бар}$.

$$T_{кр}' = 132 \cdot 0,892 + 541 \cdot 0,017 + 218 \cdot 0,091 = 147 \text{ К.}$$

$$p_{кр}' = 38,2 \cdot 0,892 + 28,9 \cdot 0,017 + 64,7 \cdot 0,091 = 40,5 \text{ бар.}$$

Видно, що псевдокритична температура робочої суміші $T_{кр}' = 147 \text{ К}$ досить близька до критичної температури повітря ($T_{кр} = 132 \text{ К}$), що дозволяє використовувати рівняння стану ідеального газу. Відзнака молярної маси і газової сталої для робочого тіла від аналогічних значень для повітря – 4 %.

Відповідь: $\mu_{pc} = 30,18 \text{ кг/кмоль}$; $R_{pc} = 275,5 \text{ Дж/(кг·К)}$; $T_{кр}' = 147 \text{ К}$; $p_{кр}' = 40,5 \text{ бар}$.

Контрольні питання

1. Що називається паливом?
2. Який елементарний склад твердого палива?
3. Які основні елементи входять в основну масу палива?
4. Що відноситься до баласту палива?



5. Що таке теплота згоряння палива?
6. Яка різниця між теплотою згоряння палива вищою і нижчою?
7. Що таке умовне паливо?
8. Як виконується перерахунок витрат натурального палива в умовне?
9. Які палива використовують в якості моторних палив для ДВЗ?
10. Які марки бензинів використовують в автомобілях?
11. Які властивості дизельного палива необхідно покращувати для підвищення його якості?
12. Які речовини і суміші використовують у якості моторних палив?
13. Як визначають теплофізичні і термодинамічні властивості моторних палив?
14. Що таке горіння палива?
15. Які умови необхідні для ефективного горіння палива?
16. Як визначається теоретична кількість повітря, яке необхідно для повного згоряння палива?
17. Що таке коефіцієнт надлишку повітря?
18. Як визначається ентальпія продуктів згоряння палива?
19. За якими ознаками класифікуються топкові пристрої?
20. Який спосіб спалювання палива більш ефективний: шаровий або факельний і чому?
21. Як визначаються показники роботи топків?
22. Як визначається коефіцієнт корисної дії топки?
23. Що таке екологія?
24. Які речовини називають токсичними?
25. Які властивості токсичних речовин?
26. Як токсичні речовини впливають на здоров'я людей і довкілля?
27. Як виникає «парниковий» ефект і як зменшити його вплив на довкілля?
28. Які види енергоспоживання на автомобільному транспорті?
29. Які затрати енергії при дорожньому будівництві ?



ДОДАТКИ

Таблиця 1

Середня кіломолярна теплоємність газів при постійному тиску μC_{pm}
кДж/(кмоль·град) в інтервалі температур 0... $t^{\circ}\text{C}$.

$t, ^{\circ}\text{C}$	O_2	N_2	H_2	CO	CO_2	SO_2	H_2O	Повітря
0	29,278	29,023	28,621	29,127	35,865	38,859	33,503	29,077
100	29,542	29,052	28,939	29,182	38,118	40,660	33,746	29,157
200	29,936	29,140	29,077	29,308	40,065	42,335	34,123	29,303
300	30,405	29,291	29,128	29,521	41,761	43,884	34,580	29,525
400	30,882	29,504	29,190	29,793	43,256	45,224	35,095	29,793
500	31,338	29,768	29,253	30,103	44,579	46,396	35,635	30,099
600	31,766	30,049	29,320	30,430	45,760	47,360	36,200	30,409
700	32,155	30,346	29,412	30,756	46,819	48,239	36,795	30,727
800	32,507	30,639	29,521	31,075	47,770	48,951	37,398	31,033
900	32,829	30,928	29,651	31,380	48,624	49,621	38,013	31,326
1000	33,122	31,200	29,793	31,669	49,399	50,165	38,624	31,602
1100	33,390	31,460	29,948	31,941	50,106	50,668	39,232	31,866
1200	33,637	31,711	31,111	32,197	50,747	51,086	39,830	32,113
1300	33,868	31,946	30,292	32,431	51,329	-	40,412	32,348
1400	34,081	32,168	30,472	32,658	51,865	-	40,482	32,570
1500	34,286	32,377	30,652	32,863	52,355	-	41,531	32,779
1600	34,479	32,570	30,836	33,055	52,807	-	42,062	32,971
1700	34,663	32,754	31,016	33,236	53,226	-	42,582	33,156
1800	34,839	32,921	31,196	33,407	53,611	-	43,076	33,323
1900	35,011	33,085	31,376	33,566	53,967	-	43,545	33,487
2000	35,174	33,235	31,552	33,713	54,298	-	44,001	33,646
2100	35,333	33,382	31,728	33,855	54,604	-	44,399	33,792
2200	35,488	33,520	31,895	33,985	54,888	-	44,860	33,931
2300	35,639	33,646	32,063	34,110	55,152	-	45,262	34,064
2400	35,790	33,683	32,226	34,228	55,399	-	45,651	34,190
2500	35,932	33,880	32,389	34,341	55,625	-	46,023	34,311
2600	36,074	34,180	32,544	34,480	56,350	-	46,388	34,450
2700	36,212	34,290	32,695	34,580	56,580	-	46,736	34,560
2800	36,360	34,390	32,870	34,680	56,820	-	47,066	34,670
2900	36,480	34,490	33,010	34,770	57,040	-	47,384	34,770
3000	36,610	34,580	33,160	34,860	57,230	-	-	34,870



Таблиця 2

Фізичні параметри сухого повітря при атмосферному тиску (0,101 МПа)

Температура		Густина ρ , кг/м ³	Теплоємність C_p , кДж/(кг·К)	Теплопровідність $\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	Температуропровідність $a \cdot 10^6$, м ² /с	Коефіцієнт кінематичної в'язкості $\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Число Прандтля Pr
К	$t^{\circ}\text{C}$						
223	-50	1,584	1,013	2,040	12,7	9,23	0,728
233	-40	1,515	1,013	2,120	13,8	10,04	0,728
243	-30	1,453	1,013	2,200	14,9	10,80	0,723
253	-20	1,395	1,009	2,280	16,2	12,79	0,716
263	-10	1,342	1,009	2,360	17,4	12,43	0,712
273	0	1,293	1,005	2,442	18,8	13,28	0,707
283	10	1,247	1,005	2,510	20,0	14,26	0,705
293	20	1,205	1,005	2,590	21,4	15,06	0,703
303	30	1,165	1,005	2,670	22,9	16,00	0,701
313	40	1,128	1,005	2,760	24,3	16,96	0,699
323	50	1,093	1,005	2,826	25,7	17,95	0,698
333	60	1,060	1,005	2,900	27,2	18,97	0,696
343	70	1,029	1,009	2,960	28,2	20,02	0,694
353	80	1,000	1,009	3,050	30,2	21,09	0,693
363	90	0,972	1,009	3,130	31,9	22,10	0,690
373	100	0,946	1,009	3,210	33,6	23,13	0,688
393	120	0,898	1,009	3,340	36,8	25,45	0,686
413	140	0,854	1,013	3,490	40,3	27,80	0,684
433	160	0,815	1,017	3,640	43,9	30,09	0,682
453	180	0,779	1,022	3,780	47,5	32,49	0,681
473	200	0,740	1,026	3,931	51,4	34,85	0,680
523	250	0,674	1,038	4,268	61,0	40,61	0,677
573	300	0,615	1,047	4,605	71,6	48,33	0,674
623	350	0,566	1,059	4,908	81,9	55,46	0,676
673	400	0,524	1,068	5,210	93,1	63,09	0,678
773	500	0,456	1,093	5,745	115,3	79,38	0,687
873	600	0,404	1,114	6,222	138,3	96,89	0,699
973	700	0,362	1,135	6,710	163,4	115,40	0,706
1073	800	0,329	1,156	7,176	188,7	134,80	0,713
1173	900	0,301	1,172	7,629	216,2	155,10	0,717
1273	1000	0,277	1,185	8,071	245,9	177,10	0,719
1373	1100	0,257	1,197	8,502	276,3	199,30	0,722
1473	1200	0,239	1,210	9,153	316,5	223,70	0,724



Таблиця 3

Фізичні параметри димових газів при атмосферному тиску
(0,101 МПа), Склад газів: CO₂=13%; H₂O=11%; N₂=76%

Температура		Густи- на ρ , кг/м ³	Теплос- мність C_p , кДж/(м ³ · К)	Тепло- провід- ність $\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	Темпе- ра- туро- про- відність $\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	Коефіці- єнт кінема- тичної в'язкості $\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Число Пран для Pr
К	t°С						
273	0	1,295	1,3562	2,280	16,9	12,20	0,72
373	100	0,950	1,3712	3,129	30,6	21,54	0,69
473	200	0,748	1,3875	4,012	48,9	32,80	0,67
573	300	0,617	1,4057	4,838	69,9	45,81	0,65
673	400	0,525	1,4234	5,699	94,3	60,38	0,64
773	500	0,457	1,4424	6,559	121,1	76,30	0,63
873	600	0,405	1,4315	7,420	150,9	93,61	0,62
973	700	0,363	1,4807	8,268	183,8	112,10	0,61
1073	800	0,330	1,4994	9,153	219,7	131,80	0,60
1173	900	0,301	1,5170	10,013	258,0	152,50	0,59
1273	1000	0,275	1,5337	10,897	303,4	174,30	0,58
1373	1100	0,257	1,5496	11,746	345,5	197,10	0,57
1473	1200	0,240	1,5646	12,319	392,4	221,00	0,56

Таблиця 4

Нижня теплота згоряння газів

Найменування газу	Позна- чення	Густина ρ , кг/м ³	Q_n^p , ккал/м ³	Q_n^p , кДж/м ³
Водень	H ₂	0,09	2579	10797
Азот елементарний	N ₂	1,251	-	-
Кисень	O ₂	1,428	-	-
Окис вуглецю	CO	1,25	3018	12635
Вуглекислий	CO ₂	1,964	-	-
Сірчистий	SO ₂	2,858	-	-
Сірководень	H ₂ S	1,52	5585	23383
Метан	CH ₄	0,716	8555	35818
Етан	C ₂ H ₆	1,342	15226	63748
Пропан	C ₃ H ₈	1,967	21795	91251
Бутан	C ₄ H ₁₀	2,593	28338	118645
Пентан	C ₅ H ₁₂	3,218	34890	140077
Етилен	C ₂ H ₄	1,251	14107	59063
Пропілен	C ₃ H ₆	1,877	20541	86001
Бутилен	C ₄ H ₈	2,503	27111	113508
Бензол	C ₆ H ₆	3,485	38528	140375



Фізичні властивості води на лінії насичення

t , °C	p , бар	ρ , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	h' , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}$	$\lambda \cdot 10^2$, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{K}}$	$\alpha \cdot 10^6$, $\frac{1}{\text{м}^2/\text{с}}$	$\nu \cdot 10^6$, $\frac{\text{м}^2/\text{с}}{\text{с}}$	$\beta \cdot 10^4$, $\frac{1}{\text{K}}$	$\sigma \cdot 10^4$, $\frac{\text{Н/м}}{\text{м}}$	Pr
0	0,006	999,9	0,00	4,212	55,1	13,1	1,789	-0,63	756,1	13,67
10	0,012	999,7	42,04	4,191	57,4	13,7	1,306	0,70	742,0	9,52
20	0,023	998,2	83,91	4,183	59,9	14,3	1,006	1,82	728,3	7,02
30	0,042	995,7	125,7	4,174	61,8	14,9	0,805	3,21	712,2	5,42
40	0,073	992,2	167,5	4,174	63,5	15,3	0,659	3,87	696,3	4,31
50	0,123	988,1	209,3	4,174	64,8	15,7	0,556	4,49	676,9	3,54
60	0,199	983,2	251,1	4,179	65,9	16,0	0,478	5,11	662,2	2,98
70	0,312	977,8	293,0	4,187	66,8	16,3	0,415	5,70	643,5	2,55
80	0,473	971,8	335,0	4,195	67,4	16,6	0,365	6,32	625,9	2,21
90	0,701	965,3	377,0	4,208	68,0	16,8	0,326	6,95	609,2	1,95
100	1,013	958,4	419,1	4,220	68,3	16,9	0,295	7,52	588,6	1,75
110	1,43	951,0	461,4	4,233	68,5	17,0	0,272	8,08	569,0	1,60
120	1,98	943,1	503,7	4,250	68,6	17,1	0,252	8,64	549,4	1,47
130	2,70	934,8	546,4	4,266	68,6	17,2	0,233	9,19	529,0	1,36
140	3,61	926,1	589,1	4,287	68,5	17,2	0,217	9,72	507,1	1,26
150	4,76	917,0	633,2	4,313	68,4	17,3	0,203	10,3	488,6	1,17
160	6,18	907,4	676,1	4,346	68,3	17,3	0,191	10,7	466,0	1,10
170	7,92	897,3	712,3	4,380	67,9	17,3	0,181	11,3	443,5	1,05
180	10,03	886,9	758,0	4,417	67,4	17,2	0,173	11,9	422,8	1,00
190	12,55	886,0	792,3	4,459	67,0	17,1	0,165	12,6	400,2	0,96
200	15,55	863,0	836,1	4,505	66,3	17,0	0,158	13,3	376,1	0,93
210	19,08	852,8	876,5	4,555	65,5	16,9	0,153	14,1	354,7	0,91
220	23,20	840,3	912,3	4,614	64,5	16,6	0,149	14,8	331,6	0,89
230	27,98	827,3	954,6	4,681	63,7	16,4	0,145	15,9	310,0	0,88
240	33,48	813,6	997,2	4,756	62,8	16,2	0,141	16,3	285,5	0,87
250	39,78	799,0	1050,6	4,844	61,8	15,9	0,137	18,1	265,9	0,86
260	46,94	781,5	1103,1	4,949	60,5	15,6	0,135	19,7	237,4	0,87
270	55,05	767,9	1185,3	5,070	59,0	15,1	0,133	21,6	214,8	0,88
280	64,19	750,7	1236,8	5,230	57,4	14,6	0,131	23,7	191,3	0,90
290	74,45	732,3	1290,0	5,485	55,8	13,9	0,129	26,2	168,7	0,93
300	85,92	712,5	1344,9	5,736	54,0	13,8	0,128	29,2	144,2	0,97
310	98,70	691,1	1402,2	6,071	52,3	12,5	0,128	32,9	120,7	1,03
320	112,9	667,1	1462,1	6,574	50,6	11,5	0,128	38,2	98,10	1,11
330	128,65	640,2	1526,2	7,244	48,4	10,4	0,127	43,3	76,71	1,22
340	146,08	610,1	1594,8	8,165	45,7	9,17	0,127	53,4	56,7	1,39
350	165,37	574,4	1671,4	9,504	43,0	7,38	0,126	66,8	38,16	1,60
360	186,34	538,0	1761,5	13,98	39,5	5,36	0,126	109	20,21	2,35
370	210,53	450,5	1892,5	40,32	33,7	1,86	0,126	264	4,71	6,79



Таблиця 6

Фізичні властивості водяної пари на лінії насичення

t , °C	p , бар	ρ'' , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	h'' , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	r , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\lambda \cdot 10^2$, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$a \cdot 10^6$, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$v \cdot 10^6$, $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$	Pr
100	1,013	0,598	2675,9	2256,8	2,135	2,375	18,58	20,02	1,08
110	1,43	0,826	2691,4	2230,0	2,177	2,489	13,83	15,07	1,09
120	1,98	1,121	2706,5	2202,8	2,206	2,593	10,50	11,46	1,09
130	2,70	1,496	2720,7	2174,3	2,257	2,686	7,972	8,85	1,11
140	3,61	1,966	2734,1	2145,0	2,315	2,791	6,130	6,89	1,12
150	4,76	2,547	2746,7	2114,3	2,395	2,884	4,728	5,47	1,16
160	6,18	3,258	2758,0	2082,6	2,479	3,012	3,722	4,39	1,18
170	7,92	4,122	2768,9	2049,5	2,538	3,128	2,939	3,57	1,21
180	10,03	5,157	2778,5	2015,2	2,709	3,268	2,339	2,93	1,25
190	12,55	6,397	2786,4	1978,8	2,856	3,419	1,872	2,44	1,30
200	15,55	7,862	2798,1	1940,7	3,023	3,547	1,492	2,03	1,36
210	19,09	9,588	2798,2	1900,5	3,199	3,722	1,214	1,71	1,41
220	23,20	11,62	2801,5	1857,8	3,408	3,896	0,983	1,45	1,47
230	27,98	13,99	2803,2	1813,0	3,634	4,094	0,806	1,24	1,54
240	33,48	16,76	2803,2	1765,6	3,881	4,291	0,658	1,06	1,61
250	39,78	19,98	2801,1	1715,8	4,158	4,512	0,544	0,913	1,68
260	46,94	23,72	2796,5	1661,4	4,468	4,803	0,453	0,794	1,75
270	55,05	28,09	2789,8	1604,4	4,815	5,106	0,378	0,688	1,82
280	64,19	33,19	2779,7	1542,9	5,234	5,489	0,317	0,600	1,90
290	74,45	39,15	2766,4	1476,3	5,694	5,827	0,261	0,526	2,01
300	85,92	46,21	2749,2	1404,3	6,280	6,268	0,216	0,461	2,13
310	98,70	54,58	2727,4	1325,2	7,118	6,838	0,176	0,403	2,29
320	112,90	64,72	2700,2	1238,1	8,206	7,513	0,141	0,353	2,50
330	128,65	77,10	2665,9	1139,7	9,881	8,257	0,108	0,310	2,86
340	146,08	92,76	2621,9	1027,1	12,35	9,304	0,0811	0,272	3,35
350	165,37	113,6	2564,5	893,5	16,24	10,70	0,0580	0,234	4,03
360	186,74	144,0	2481,2	719,7	23,03	12,79	0,0396	0,202	5,23
370	210,53	203,0	2330,9	438,4	56,52	17,10	0,0150	0,166	11,10



Таблиця 7

Параметри сухої насиченої пари і води на лінії насичення (за тиском)

p , МПа	t_p , °C	v' , м ³ /кг	v'' , м ³ /кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	s' , кДж/(кг·К)	s'' , кДж/(кг·К)
0,0010	6,936	0,0010001	130,04	29,18	2513,4	0,1053	8,9749
0,0015	13,001	0,0010007	88,38	54,61	2524,7	0,1952	8,8268
0,0020	17,486	0,0010014	67,24	73,40	2533,1	0,2603	8,7227
0,0025	21,071	0,0010021	54,42	88,36	2539,5	0,3119	8,6424
0,0030	24,078	0,0010028	45,77	100,93	2545,3	0,3547	8,5784
0,0035	26,674	0,0010035	39,56	111,81	2549,9	0,3912	8,5222
0,0040	28,95	0,0010042	34,93	121,33	2553,7	0,4225	8,4737
0,005	32,89	0,0010054	28,24	137,79	2560,9	0,4764	8,3946
0,010	45,82	0,0010102	14,70	191,84	2583,9	0,6496	8,1494
0,020	60,08	0,0010171	7,652	251,48	2609,2	0,8324	7,9075
0,025	64,99	0,0010198	6,201	272,03	2617,6	0,8334	7,8300
0,030	69,12	0,0010223	5,232	289,30	2624,6	0,9441	7,7673
0,04	75,87	0,0010264	3,999	317,62	2636,3	1,0261	7,6710
0,05	81,33	0,0010299	3,243	340,53	2645,2	1,0912	7,5923
0,10	99,62	0,0010432	1,696	417,47	2674,9	1,3026	7,3579
0,20	120,23	0,0010606	0,8860	504,74	2706,8	1,5306	7,1279
0,3	133,54	0,0010733	0,6055	561,7	2725,5	1,6716	6,9922
0,5	151,84	0,0010927	0,3749	640,1	2748,8	1,8605	6,8221
0,6	158,84	0,0011009	0,3156	670,6	2756,9	1,9311	6,7609
0,7	164,96	0,0011081	0,2728	697,2	2763,7	1,9923	6,7090
0,8	170,41	0,0011149	0,2403	720,9	2769,0	2,0461	6,6630
0,9	175,36	0,0011213	0,2149	742,7	2773,7	2,0945	6,6223
1,0	179,88	0,0011273	0,1945	762,4	2777,8	2,1383	6,5867
1,5	198,28	0,0011538	0,1317	844,5	2791,8	2,3148	6,4458
2,0	212,37	0,0011768	0,09961	908,6	2799,2	2,4471	6,3411
3,0	233,83	0,0012164	0,06663	1008,4	2803,1	2,6455	6,1859
4,0	250,33	0,0012520	0,04977	1087,5	2800,6	2,7965	6,0689
5,0	263,91	0,0012858	0,03943	1154,2	2793,9	2,9210	5,9739
6,0	275,56	0,0013185	0,03243	1213,9	2784,4	3,0276	5,8894
7,0	285,80	0,0013510	0,02738	1267,6	2772,3	3,1221	5,8143
8,0	294,98	0,0013838	0,02352	1317,3	2758,6	3,2079	5,7448
9,0	303,31	0,0014174	0,02049	1363,9	2742,6	3,2866	5,6783
10,0	310,96	0,0014522	0,01803	1407,9	2724,8	3,3601	5,6147
12,0	324,64	0,001527	0,01426	1491,1	2684,6	3,4966	5,4930
14,0	336,63	0,001611	0,01149	1570,8	2637,9	3,6233	5,3731
16,0	347,32	0,001710	0,00932	1649,6	2581,7	3,7456	5,2478
18,0	356,96	0,001836	0,00750	1732,2	2510,6	3,8708	5,1054
20,0	365,72	0,002030	0,00586	1826,8	2410,3	4,0147	4,9280
22,0	373,71	0,00269	0,00378	2009,7	2195,6	4,2943	4,5815



Параметри сухої насиченої пари і води на лінії насичення (за температурою)

$t_{\text{н}}$ °C	p , МПа	v' , м ³ /кг	v'' , м ³ /кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	s' , кДж/(кг·К)	s'' , кДж/(кг·К)
0	0,0006108	0,0010002	206,3	0,000	2500,8	0	9,1544
5	0,0008718	0,0010001	147,2	21,06	2510,0	0,0762	9,0242
10	0,0012271	0,0010004	106,42	42,04	2519,2	0,1511	8,8995
15	0,001704	0,0010010	77,97	62,97	2528,4	0,2244	8,7806
20	0,002337	0,0010018	57,84	83,90	2537,2	0,2964	8,6663
25	0,003167	0,0010030	43,40	104,80	2546,4	0,3672	8,5570
30	0,004241	0,0010044	32,93	125,69	2555,6	0,4367	8,4523
35	0,005622	0,0010060	25,25	146,58	2564,8	0,5049	8,3518
40	0,007375	0,0010079	19,55	167,51	2573,6	0,5723	8,2560
45	0,009582	0,0010099	15,28	188,41	2582,4	0,6385	8,1638
50	0,012335	0,0010121	12,05	209,30	2591,6	0,7038	8,0751
55	0,015741	0,0010145	9,578	230,19	2600,4	0,7679	7,9901
60	0,01992	0,0010171	7,678	251,12	2609,2	0,8311	7,9084
65	0,02501	0,0010199	6,201	272,06	2617,6	0,8935	7,8297
70	0,03116	0,0010228	5,045	292,99	2626,4	0,9550	7,7544
75	0,03855	0,0010258	4,133	313,97	2634,8	1,0157	7,6819
80	0,04736	0,0010290	3,409	334,94	2643,1	1,0752	7,6116
85	0,05780	0,0010324	2,828	355,96	2651,5	1,1342	7,5438
90	0,07011	0,0010359	2,361	376,98	2659,5	1,1924	7,4785
95	0,08452	0,0010396	1,982	398,04	2667,8	1,2502	7,4157
100	0,10132	0,0010435	1,673	419,10	2675,8	1,3071	7,3545
105	0,12080	0,0010474	1,419	440,20	2683,3	1,3632	7,2959
110	0,14327	0,0010515	1,210	461,34	2691,3	1,4185	7,2386
115	0,16906	0,0010558	1,037	482,53	2698,8	1,4725	7,1833
120	0,19854	0,0010603	0,8917	503,7	2706,3	1,5278	7,1289
125	0,23208	0,0010649	0,7704	525,0	2713,5	1,5814	7,0778
130	0,27011	0,0010697	0,6683	546,4	2720,6	1,6345	7,0271
135	0,3130	0,0010747	0,5820	567,7	2727,3	1,6869	6,9781
140	0,3614	0,0010798	0,5087	589,1	2734,0	1,7392	6,9304
145	0,4155	0,0010851	0,4461	610,4	2740,3	1,7907	6,8839
150	0,4760	0,0010906	0,3926	632,2	2746,5	1,8418	6,8383
155	0,5433	0,0010962	0,3465	653,6	2752,4	1,8924	6,7939
160	0,6180	0,0011021	0,3068	675,3	2757,8	1,9427	6,7508
165	0,7008	0,0011081	0,2725	697,5	2763,7	1,9925	6,7081
170	0,7920	0,0011144	0,2426	719,3	2768,7	2,0419	6,6666
175	0,8925	0,0011208	0,2166	741,1	2773,3	2,0909	6,6256
180	1,0027	0,0011275	0,1939	763,3	2778,4	2,1395	6,5858
185	1,1234	0,0011344	0,1739	35,4	2782,5	2,1876	6,5465



$t_{\text{пр}}$ °C	p , МПа	ν' , м ³ /кг	ν'' , м ³ /кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	s' , кДж/(кг·К)	s'' , кДж/(кг·К)
190	1,2553	0,0011415	0,1564	807,6	2786,3	2,2358	6,5075
195	1,3989	0,0011489	0,1409	829,8	2789,7	2,2835	6,4699
200	1,5550	0,0011565	0,1272	852,4	2793,0	2,3308	6,4318
205	1,7245	0,0011644	0,1150	875,0	2795,5	2,3777	6,3945
210	1,9080	0,0011726	0,1044	897,6	2798,0	2,4246	6,3577
215	2,1062	0,0011812	0,09465	920,7	2800,1	2,4715	6,3212
220	2,3202	0,0011900	0,08606	943,7	2801,4	2,5179	6,2848
225	2,5504	0,0011992	0,07837	9672	2802,6	2,5640	6,2488
230	2,7979	0,0012087	0,07147	990,2	2803,1	2,6101	6,2132
235	3,0635	0,0012187	0,06527	1014,0	2803,4	2,6561	6,1780
240	3,3480	0,0012291	0,05967	1037,5	2803,1	2,7022	6,1425
245	3,6524	0,0012399	0,05462	1061,8	2802,6	2,7478	6,1073
250	3,978	0,0012512	0,05005	1086,1	2801,0	2,7934	6,0721
255	4,325	0,0012631	0,04591	1110,3	2788,9	2,8395	6,0365
260	4,694	0,0012755	0,04215	1135,0	2796,4	2,8851	6,0014
265	5,088	0,0012886	0,03872	1160,2	2793,4	2,9308	5,9658
270	5,505	0,0013123	0,03560	1185,3	2789,7	2,9764	5,9298
275	5,949	0,0013168	0,03275	1210,8	2785,1	3,0225	5,8938
280	6,419	0,0013321	0,03013	1236,8	2779,6	3,0685	5,8578
285	6,918	0,0013483	0,02774	1263,2	2773,3	3,1146	5,8201
290	7,445	0,0013655	0,02553	1290,0	2766,2	3,1610	5,7824
295	8,002	0,0013839	0,02351	1317,2	2758,3	3,2079	5,7445
300	8,592	0,0014036	0,02164	1344,8	2749,1	3,2548	5,7049
305	9,213	0,001425	0,01992	1373,3	2739,0	3,3025	5,6647
310	9,869	0,001447	0,01831	1402,2	2727,3	3,3507	5,6233
315	10,561	0,001472	0,01683	1431,9	2714,3	3,3997	5,5802
320	11,290	0,001499	0,01545	1462,0	2699,6	3,4495	5,5354
325	12,057	0,001529	0,01417	1493,4	2683,3	3,5002	5,4893
330	12,864	0,001562	0,01297	1526,1	2665,7	3,5521	5,4412
335	13,715	0,001599	0,01184	1559,6	2645,2	3,6057	5,3905
340	14,608	0,001639	0,01078	1594,8	2621,8	3,6605	5,3361
345	15,547	0,001686	0,09771	1632,0	2595,4	3,7183	5,2770
350	16,537	0,001741	0,08805	1671,4	2564,4	3,7786	5,2117
355	17,577	0,001807	0,007869	1714,1	2527,2	3,8439	5,1385
360	18,674	0,001894	0,006943	1761,4	2481,1	3,9163	5,0530
365	19,830	0,00202	0,00600	1817,5	2420,8	4,0009	4,9463
370	21,053	0,00222	0,00493	1892,4	2330,8	4,1135	4,7951
375	22,087	0,00280	0,00361	2031,9	2171,7	4,3258	4,5418



Національний університет
водного господарства
та природокористування



Національний університет
водного господарства
та природокористування



ЛІТЕРАТУРА

1. Алабовский А.Н., Недужий И.А. Техническая термодинамика и теплопередача. Киев: Высшая школа, 1990.-255 с.
2. Бальян С.В. Техническая термодинамика и тепловые двигатели. -Л.: Машиностроение, 1973.- 304 с.
3. Буляндра О.Ф. Технічна термодинаміка. – Підруч. для студ. енерг. спец. вищ. навч. закл. – Київ: Техніка, 2006. – 320 с.
4. Драганов Б.Х., Долінський А.А., Міщенко А.В., Письменний Є.М. і ін. Теплотехніка.- Київ: „ІНКООС”, 2005.- 504 с.
5. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. и др. Теплопередача.-М.: Энергоиздат, 1981.- 424 с.
6. Константинов М.С. Теплообмін: Підручник. – Київ: ВПІ ВПК „Політехніка”: Інрес, 2005. – 304 с.
7. Константинов М.С. Технічна термодинаміка. – Київ: Політехніка: 2001. – 368 с.
8. Константинов С.М., Луцик Р.В. Збірник задач з технічної термодинаміки. - К.: ІЦВ „Видавництво „Політехніка”, 2002.- 380 с.
9. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче.- М., Энергия, 1969. – 264 с.
10. Литвин А.М. Теоретические основы теплотехники.- М.: Энергия, 1969.- 328 с.
11. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи.- М.: Энергия, 1977.- 344 с.
12. Панкратов Г.П. Сборник задач по теплотехнике.- М.: Высш. шк., 1986.- 248 с.
13. Приходько М.А., Герасимов Г.Г. Термодинаміка та теплопередача.- Рівне: НУВГП, 2008 – 250 с.
14. Рабинович О.М. Сборник задач по технической термодинамике.- М., Машиностроение, 1973.- 344 с.
15. Теплотехника / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др.: под ред В.Н. Луканина.- М.: Высш. шк., 2000.- 671 с.
16. Чепурний М.М., Ткаченко С.Й., Основи технічної термодинаміки. – Вінниця: „Поділля – 2000”. – 2004. – 352 с.
17. Юдаев Б.Н. Теплопередача.- М.: Высшая школа , 1981.- 319 с.
18. Юдаев Б.Н. Техническая термодинамика. Теплопередача.- М.: Высш. шк., 1988.- 479 с.



ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

Даний показчик адресує читача до тих сторінок посібника, де можна знайти відомості по суті теми рубрики і підрубрики. Числа - номери сторінок.

Якщо рубрика являє собою сполучення прикметника і іменника, застосовується інверсія – іменник поставлено на перше місце, оскільки це полегшує пошук.

А

Автомодельність 258
Адiabата 46
Аналогія гідротеплова (Рей-
нольдса) 257
Анергія 110
Апарати рекуперативні 285,
286
- регенеративні 285
- теплообмінні 284
Атмосфера технічна 8
- фізична 8

Б

Баланс тепловий 287

В

Вакуум 9
Викиди гранично допустимі
345
-токсичні 344
Випаровування 68
Випромінювання 230, 275
Випромінювання рідини 275
- тіла 275
Витікання газів і пари 115
Витрата газу секундна 117
Витрата палива 307
Вологість повітря абсолютна
86
-- відносна 86
Вологовміст повітря 87
Втрати теплоти 102

Г

Гази ідеальні і реальні 6
Гіпотеза Прандтля 257
Горіння палива 318
Гradient температурний 232

Д

Двигуни теплові 101
Дисоціація 214
Диференціальне рівняння
руху 238
-- енергії 234
-- суцільності потоку 237
-- тепловіддачі 238
--теплопровідності 233
Дифузія речовини 12
Дифузори 115
Діаграма вологого повітря
 $H-d$ 88, 89
- водяної пари $h-s$ 76-77
- компресора індикаторна 129
Діаметр еквівалентний 244
Ділянка теплової стабілізації
264
Дроселювання газів і пари 121

Е

Екологія 339
Екрани 282
Ексергія 107, 109
Енергія 109, 110
- внутрішня 16, 19
- Гельмгольца 211



Національний університет
водного господарства
та природокористування

- Гіббса 211

- тиску потенціальна 21

-термодинамічного процесу
16

Енергоспоживання на авто-
мобільному транспорті 351

- при дорожньому будівниц-
тві 352

Ентальпія 20, 21

- продуктів згоряння 325

- димових газів 323

Ентропія 22, 108

Ефект «парниковий» 348

З

Забезпечення енергетичне
351

Закон Авогадро 10

- Амага 29

- Бойля Марієтта 48

- Гей-Люсака 48

- Гесса 207

- Дальтона 29

- Кірхгофа 279

- Ламберта 280

- Планка 277

- Стефана-Больцмана 278

- Фур'є 234, 246

- Шарля 48

Закони теплового випромі-
ню- вання 277

- збереження і перетворення
енергії 18

- Нернста 111

- термодинаміки 4, 5, 18, 95

Захист довкілля 348-351

Змащування 273

Зольність палива 306

І

Изобара 49

Изоентропа 79

Изотерма 49

Изохора 49

Интенсивність випромінюван-
ня 281

К

Кипіння рідини 270

- бульбашкове 270

- плівкове 270

Кіломоль 10

Коефіцієнт випромінювання
тіла 278

- відбиття 276

- корисної дії 102, 106

- надлишку повітря 323

- поглинання 276

- стискання газу 118

- стискання газу критичний
118

- температуропроводності 237

- тепловіддачі 234, 237

- теплопередачі 260

- теплопровідності 233, 237

- холодильний 103

Коефіцієнт корисної дії топки
339

- опалювальний 201

- подачі компресора 132

--- циклу Карно 106

--- циклу термічний 102

Коефіцієнти кінематичної
в'язкості 256

Комплекси безрозмірні 241

Компресор 126

Конвекція рідин і газів 230

Конденсація пари 68, 272

-- крапельна 272

-- плівкова 272, 273



Константа рівноваги хімічної реакції 214

Концентрація гранично допустима (ГДК) 345

Крайові умови задачі 239

Криза течії 118

Кризи кипіння 242

Критерії подібності 242

Критерій Біо 242

- Галилея 274

- Грасгофа 242

- Нусельта 241

- Прандтля 242

- Рейнольда 242

- Релея 265

- Фруда 242

- Фур'є 242

Кут випередження вприску палива 148

-- запалювання 147

Л

Лінії насичення вологого повітря водяною парою 90

Лінії постійного ступеня сухості 76

М

Мазут 304

Макрофізика 4

Маса палива робоча 305

-- горюча 305

-- органічна 305

-- суха 305

Масообмін 231

Масштаб моделювання 240, 257, 258

Метод аналогії 257

Метод масштабних перетворень 242

Моделювання тепловіддачі 257, 258

- теплопровідності 246

Н

Напір температурний середній 287

Напір температурний середньологарифмічний 287

Насоси теплові 104

О

Об'єм газу парціальний 30

-- приведений 30

Об'єм питомий газу 8

Опір температурний 250

- стінки внутрішній термічний 247

- термічний 260

П

Палива моторні 311

-- бензини 312

-- водопаливні емульсії 315

-- дизельне 313

-- кисеньвміщуючі з'єднання 315

-- синтетичні 316

Паливо 304

- газоподібне 310

- рідке 309

- тверде 307

- умовне 307

Пальники 338

Пара водяна 68

- волога 69

- насичена 68

- перегріта 69

- суха насичена 68

Параметри стану 7-12

- ДЗВ 149-151

Повітря вологе 85



Погранична крива рідини 75,
76

-- пари 75, 76

Пограничний шар гідродинамічний 255

- тепловий 255

Подібність 239

Показник адіабати 57

- політропи 61

Поле температурне 231

Потенціал термодинамічний ізохорний 211

--ізобарний 211

Потік випромінювання 275

Проводимість стінки теплова 247

Протитечія 287

Процес адіабатний 15, 49,
55, 79

- горіння палива 318

- круговий 101

- необоротний 15

- оборотний 15

- перегріву пари 74

- підігріву води 71

- пароутворення 70, 71

- релаксаційний 13

- рівноважний 13

- термодинамічний 13, 49

- ізохорний 15, 49, 76

- ізобарний 15, 49, 51, 78

- ізотермічний 15, 49, 54, 79

- політропічний 15, 49, 59

Прямотечія 287

Психрометр 90

Пучки труб 267

Пучок труб з коридорним розташуванням труб 267

--- шаховим 267

Р

Реакція окислення вуглеводневого палива 327

Режим течії рідин 255, 263

--- в'язкісно-гравітаційний 265

- кипіння 270

- конденсації 272

- ламінарний 255, 263

- перехідний 255, 263

- плівковий 272, 274,

- руху рідини 268, 269

- турбулентний 255, 263

Речовини леткі 305

- токсичні 340

Рівновага термодинамічна 12

- хімічної системи 213, 218

Рівняння критеріальне 243

- Ньютона-Ріхмана 234

- руху 238

- стану 13

- тепловіддачі 238

- характеристичне 13

Робота 5

- корисна 102, 105

- максимальна хімічної реакції 211

- наявна питома 114

- питома 49

- процесу 52, 54, 61, 78, 79, 80

- проштовхування 113

- технічна на валу 114

Робоча суміш ДВЗ 138

Робоче тіло поршневих ДВЗ 330



Розрахунок теплообмінних апаратів 280

- мереж тепловий 288
- параметрів компресора 130
- Рух вимушений 262
- вільний 268
- хімічний 205

С

- Самозаймання палива 320
- Система термодинамічна 6
- Склад газової суміші 29
- масовий 30
- мольний 31
- моторних палив елементарний 326
- об'ємний 30
- палива елементарний 305
- продуктів згоряння 323
- Смуги спектру випромінювання газу 278
- Сопло 115
- звуження 115
- комбіноване (Лавалья) 120
- Спектри випромінювання 278
- Спорідненість хімічна 216
- Стала газова 13, 52
- універсальна газова 13
- Стан газу 14
- системи рівноважний 14
- Степінь ізохорного підвищення тиску 142
- попереднього розширення 143
- стискання ДВЗ 138
- Ступінь перегріву пари 74
- підвищення тиску компресора 132

- сухості пари 69, 74
- Сублімація 71
- Суміш газова 29
- Сушарки конвекційні 93
- Сушіння 93
- Схема руху прямотечією 286
- протитечією 286, 287
- перехресною течією 286
- топок 335

Т

- Температура 10
- абсолютна 11, 12
- абсолютного нуля 12
- визначальна 244
- вологого термометра 91
- кипіння 68
- критична 67
- насичення 68
- псевдокритична 316
- точки роси 86, 88
- трійної точки води 12
- Теорема Нернста тепла 221
- Теорія теплообміну (теплопередачі) 229
- Тепловіддача 256, 262
- Теплоємність тіла 32
- ізобарна 37
- ізохорна 37
- істинна 34
- масова 34
- молярна 34
- об'ємна 34
- питома 34
- середня 32
- Теплообмін 246
- Теплообмін випромінюванням 281
- складний 282



- зміщення 285

- рекуперативний 286

Теплообмінники 284

Теплопередача 259

Теплоперепад питомий ная-
вний 116

Теплопровідність 229, 244

Теплота згоряння палива
вища 306

-- нижча 306

- пароутворення 73

- хімічної реакції 207, 208

Термодинаміка 4

Термохімія 207

Тиск абсолютний 9

- барометричний 9

- критичний 72, 118

- надлишковий 9

- насичення 68

- парціальний 29

- повний 29

- псевдокритичний 316

Тіла робочі 7, 137, 163

Тіло абсолютно чорне 276

Топки камерні 334, 335

- з шаровим спалюванням
335

Точка критична 67

- трійна 67

Турбіна газова 163

- парова 173

У

Умови граничні 239, 244

- крайові 239

- нормальні термодинамічні
12

- однозначності 239

- початкові 239

- фізичні нормальні 239

Установки газотурбінні 163

-- з регенерацією 171, 172

--двовальні 171, 172

Ф

Фаза 67

Фазова рівновага 67

Формула Гей-Люсака-Шарля
49

Ц

Центри пароутворення 270

Цикл 101

- атомної електростанції 191

- газотурбінної установки 165

- Дизеля 142

- дійсні ДВЗ 145

- змішаний ДВЗ 143

- Карно 105

- Отто 140

- паросилової установки (цикл
Ренкіна) 181

-- з вторинним перегрівом 187

-- комбінований (бінарний)
190

-- регенеративний 186

-- теплофікаційний 188

--з регульованим відбиранням
пари 189

- теплового двигуна 101, 105

- теплового насоса 200

- холодильної машини 103,
106

- холодильної установки 194

-- абсорбційної 199

-- повітряної компресорної
195

--парової ежекторної 198



Національний університет

водного господарства

та природокористування

Ч

Час релаксації 13

Числа подібності 241-243

Число Авагадро 10

Ш

Шар пограничний динамічний 255

Швидкість хімічних реакцій
222

Щ

Щільність теплового потоку
256, 259-260



Національний університет
водного господарства
та природокористування



Вступ

1. Основні поняття та визначення.

Перший закон термодинаміки

1.1. Предмет термодинаміки та її методи.....	4
1.2. Термодинамічна система.....	6
1.3. Параметри стану термодинамічної системи і одиниці вимірювання.....	7
1.4. Рівняння стану ідеального газу. Газова стала.....	13
1.5. Термодинамічні процеси.....	14
1.6. Перший закон термодинаміки.....	16
1.7. Теплова діаграма $T-s$	24

2. Газові суміші. Теплоємність ідеальних газів

2.1. Способи завдання складу газової суміші.....	29
2.2. Масові і об'ємні частки та співвідношення між ними.....	30
2.3. Масова, об'ємна та молярна теплоємності.....	32
2.4. Істинна та середня теплоємність.....	33
2.5. Теплоємність при постійному об'ємі та тиску.....	37

3. Основні закони і термодинамічні процеси

3.1. Основні закони ідеальних газів.....	48
3.2. Термодинамічні процеси.....	49
3.3. Аналіз і зображення в $p-v$ та $T-s$ діаграмах основних термодинамічних процесів.....	49
<u>Ізохорний процес</u>	49
<u>Ізобарний процес</u>	51
<u>Ізотермічний процес</u>	54
<u>Адiabатичний процес</u>	56
<u>Політропічний процес і його узагальнююче значення</u>	59

4. Термодинамічні процеси реальних газів і пари

4.1. Загальні властивості реальних газів.....	66
4.2. Водяна пара. Процеси пароутворення в $p-v$ та $T-s$ діаграмах.....	68
4.3. Термодинамічні таблиці водяної пари.....	75
4.4. $h-s$ діаграма водяної пари ($i-s$ діаграма).....	75

5. Термодинаміка вологого повітря

5.1. Основні визначення і характеристики вологого повітря....	85
5.2. $H-d$ діаграма ($i-d$ діаграма) вологого повітря.....	88
5.3. Основні процеси з вологим повітрям.....	92



6. Другий закон термодинаміки

6.1. Основні визначення.....	100
6.2. Основні цикли теплових машин.....	101
6.3. Ексергія.....	106
6.4. Термодинамічні основи аналізу потоку газів та пари.....	111
6.5. Витікання і дроселювання газів та пари.....	115

7. Робочі процеси в компресорах і двигунах внутрішнього згоряння

7.1. Термодинамічні основи компресора.....	126
7.2. Цикли двигунів внутрішнього згоряння.....	137

8. Цикли газотурбінних, паросилових установок і зворотні цикли теплових машин

8.1. Цикли газотурбінних установок.....	163
8.2. Цикли паросилових установок.....	173

9. Елементи термічної термодинаміки

9.1. Загальні поняття та визначення.....	205
9.2. Перший закон термодинаміки в застосуванні до хімічних реакцій.....	206
9.3. Другий закон термодинаміки в застосуванні до хімічних реакцій.....	210
9.4. Рівновага хімічних систем.....	213
9.5. Теплова теорема Нернста.....	221
9.6. Вплив температури на швидкість хімічних реакцій.....	222

10. Теорія теплообміну, теплопровідність

10.1. Основні поняття та визначення. Види переносу тепла: Теплопровідність, конвекція і випромінювання.....	229
10.2. Температурне поле та градієнт. Закони переносу теплоти.....	231
10.3. Диференціальні рівняння теплообміну.....	234
10.4. Основи теорії подібності.....	239
10.5. Теплопровідність.....	244
10.6. Теплопровідність при стаціонарному режимі одношарової та багатошарових плоских стінок.....	245
10.7. Теплопровідність при стаціонарному режимі циліндричних стінок.....	248

10. Конвективний та променевий теплообмін.

Теплообмінні апарати

11.1. Фізична суть процесу конвективного теплообміну.....	255
11.2. Моделювання тепловіддачі.....	257



11.3. Теплопередача.....	259
11.4. Тепловіддача при поздовжньому обтіканні плоскої поверхні вимушеним потоком рідини.....	262
11.5. Тепловіддача при вимушеній течії рідини в трубах і каналах.....	263
11.6. Тепловіддача при поперечному обтіканні труб.....	266
11.4. Тепловіддача при природній течії рідини.....	268
11.5. Тепловіддача при кипінні.....	270
11.6. Тепловіддача при конденсації.....	272
11.7. Основні поняття визначення теплообміну випромінюван- ням.....	274
11.8. Закони теплового випромінювання.....	277
11.9. Теплообмін випромінюванням в різних умовах.....	281
11.10. Теплообмінні апарати.....	284
12. Енергетичні і екологічні проблеми використання теплоти	
12.1. Класифікація палива.....	304
12.2. Елементарний склад палива.....	305
12.3. Теплота згоряння палива.....	306
12.4. Умове паливо. Характеристики палива.....	307
12.5. Моторні палива для поршневих ДВЗ.....	311
12.6. Процеси горіння палива.....	318
12.7. Необхідна кількість повітря для спалювання палива. Коефіцієнт спалювання повітря.....	321
12.8. Визначення об'єму та ентальпії димових газів.....	323
12.9. Реакції і продукти згоряння моторних палив.....	326
12.10. Робоче тіло поршневих ДВЗ.....	330
12.11. Види обладнання топок.....	333
12.12. Екологічні проблеми використання теплоти.....	339
12.13. Вплив токсичних викидів на людину і довкілля.....	344
12.14. «Парниковий» ефект і захист навколишнього середовища.....	348
12.15. Енергетичне забезпечення технологічних процесів на авто- мобільному транспорті і в дорожньому будівництві.....	351
Додатки	
Таблиця 1. Середня кіломолярна теплоємність газів при постійному тиску μC_{pm} , кДж/(кмоль·град) в інтервалі температур 0... $t^{\circ}\text{C}$	362
Таблиця 2. Фізичні параметри сухого повітря при атмосферному тиску (0,101 МПа).....	363



Таблиця 3. Фізичні параметри димових газів при атмосферному тиску (0,101 МПа) Склад газів: $\text{CO}_2=13\%$; $\text{H}_2\text{O}=11\%$; $\text{N}_2=76\%$	364
Таблиця 4. Нижня теплота згоряння газів.....	364
Таблиця 5. Фізичні властивості води на лінії насичення.....	365
Таблиця 6. Фізичні властивості водяної пари на лінії насичення.....	366
Таблиця 7. Параметри сухої насиченої пари і води на лінії насичення (за тиском).....	367
Таблиця 8. Параметри сухої насиченої пари і води на лінії насичення (за температурою).....	368
Література	370
Предметний покажчик	371
Зміст	378





Національний університет
водного господарства
та природокористування

Навчальне видання

Герасимов Генріх Григорович

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОТЕХНІКИ



Національний університет
водного господарства
та природокористування

Навчальний посібник

Друкується в авторській редакції

Підписано до друку 25.09.2009 р. Формат 60x84 $\frac{1}{16}$

Папір друкарський № 1. Гарнітура Times. Друк різнографічний.
Ум.-друк. арк. 22.2. Тираж 200 прим. Зам. № 1322.

*Редакційно-видавничий центр
Національного університету
водного господарства та природокористування
33028, Рівне, вул. Соборна, 11.*

*Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до державного
реєстру видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої
продукції РВ № 31 від 26.04.2005 р.*