

# ГЛАВА 1. ОСНОВИ ТЕХНІЧНОЇ ТЕРМОДИНАМІКИ

## 1.1. Основні поняття технічної термодинаміки

Технічна термодинаміка – це наука про закони взаємного перетворення теплоти й роботи і фізичні процеси, за допомогою яких це перетворення відбувається.

Термодинамічна система – це сукупність тіл, які можуть взаємодіяти між собою і з навколишнім середовищем, а також обмінюватись з ним масою речовини. Навколишнє середовище – сукупність тіл, що не ввійшли в систему.

Термодинамічна система, яка не обмінюється енергією з навколишнім середовищем, називається ізольованою, або адіабатичною (ідеальна, не існуюча в природі). Закрита система обмінюється енергією з навколишнім середовищем, а відкрита - з навколишнім середовищем і енергією та масою речовини.

Гомогенна (однорідна) система має однакові властивості у всіх своїх не розділених поверхнями частинах.

Гетерогенна система складається з кількох гомогенних частин і фаз.

Речовина перебуває в одному із станів: твердому, рідкому, газоподібному чи плазмовому. Стан термодинамічної системи, що характеризується постійними в часі й у всій масі речовини системи значеннями параметрів, називається врівноваженим. У цьому випадку відсутній потік теплоти й речовини як у самій системі, так і між системою і навколишнім середовищем.

Робоче тіло. Газ чи пара, за допомогою яких відбуваються енергетичні перетворення, називаються робочим тілом. У теплових машинах воно дістає й віддає теплоту, взаємодіючи з більш нагрітими або більш холодними тілами.

Термодинамічні параметри характеризують стан робочого тіла. Їх поділяють на параметри стану і параметри процесу.

Параметри стану характеризують робоче тіло в певний момент часу. До них відносять абсолютний тиск  $P_{абс}$ , абсолютну температуру  $T$ , питомий об'єм  $v$  (питому вагу  $\gamma$ , густину  $\rho$ ), внутрішню енергію  $U$ .

До параметрів процесу (функцій стану) належать ентальпія  $i$ , ентропія  $S$ , робота  $L$  і теплота  $Q$ , що характеризують зміну стану робочого тіла протягом певного часу.

## 1.2. Термодинамічні параметри

Температура є мірою інтенсивності руху мікрочастинок. Температура, за якої відсутній рух мікрочастинок, взята за абсолютний нуль ( $T=0$ ). На практиці широко використовують 100-градусну температурну шкалу температур (шкала Цельсія), в якій нуль градусів відповідає точці плавлення льоду, а 100 градусів – точці кипіння води за нормальних умов:  $P_{н}=0,1033$  МПа,  $T_{н}=273$  К.

Зв'язок між вказаними температурами визначають за залежністю

$$T = t + 273,15 \text{ K.} \quad (1.1)$$

Тиск газу – результат ударів мікрочастинок об стінки посудини. Він чисельно дорівнює силі, що діє по нормалі на одиницю поверхні.

Абсолютний тиск  $P_{\text{абс}}$  складається з атмосферного (барометричного)  $P_{\text{б}}$  і надлишкового  $P_{\text{нр}}$  (при розрідженні – вакуум метричний) і  $P_{\text{нт}}$  (при тиску манометричний):

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{б}} + P_{\text{нт}} ; \quad (1.2)$$

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{б}} - P_{\text{нр}} . \quad (1.3)$$

Тиск вимірюють в паскалях ( $\text{Н/м}^2$ ), а також за висотою стовпчика ртуті, води, спирту. Співвідношення між указаними одиницями тиску:

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2 = 9.81 \cdot 10^4 \text{ Па} = 10^4 \text{ мм.вод.ст.} = 735.6 \text{ мм.рт.ст.}$$

питомий об'єм – це об'єм одиниці ваги даної речовини,  $\text{м}^3/\text{Н}$ :

$$v = \frac{V}{\xi}, \quad (1.4)$$

де  $V$  - об'єм, який займає речовина,  $\text{м}^3$ ;  $\xi$  - вага речовини,  $\text{Н}$ .

Питома вага  $\gamma$  являє собою вагу даної речовини, яку має одиниця об'єму,  $\text{Н/м}^3$ :

$$\gamma = \frac{G}{V}. \quad (1.5)$$

Густина  $\rho$  - це маса речовини в одиниці об'єму,  $\text{кг/м}^3$ :

$$\rho = \frac{M}{V}, \quad (1.6)$$

де  $M$ - маса речовини,  $\text{кг}$ .

Теплоємність. Кількість теплоти, необхідна для нагрівання одиниці кількості речовини на  $1^\circ \text{C}$ , називається теплоємністю.

Залежно від прийнятої одиниці кількості речовини для газів розрізняють масову  $C$  ( $\text{кДж}/(\text{кг K})$ ), об'ємну  $C'$  ( $\text{кДж}/(\text{м}^3\text{K})$ ) і молярну  $C_m$  ( $\text{кДж}/(\text{кмоль K})$ ) теплоємності.

Величину  $C'$  беруть для  $1 \text{ м}^3$  газу за нормальних умов, а для  $1 \text{ кмоль}$   $\mu$  речовини - масу тіла, яка чисельно дорівнює молекулярній масі в кілограмах.

Співвідношення між вказаними теплоємностями:

$$C = \rho \cdot C' = \frac{\rho \cdot C_m}{\mu}. \quad (1.7)$$

Теплоємність газів залежить від тиску. У зв'язку з цим розрізняють теплоємність при постійному тиску  $C_p$  і теплоємність при постійному об'ємі  $C_v$ .

Зв'язок між ними для умов ідеального газу встановлюють рівнянням Майєра:

$$C_p = C_v + R, \quad (1.8)$$

де  $R$  – газова стала, Дж/(кг К).

У технічній термодинаміці використовують співвідношення  $\frac{C_p}{C_v} = \kappa$ ,

де  $\kappa$  – показник адиабати.

Теплоємність газів залежить також від температури і зі збільшенням її теж збільшується.

Теплоємність газу за даної температури є справжньою температурою.

Для технічних розрахунків використовують середнє значення теплоємності в заданому інтервалі температур, яке беруть у довідковій літературі.

Теплоємність твердих тіл не залежить від тиску і слабо залежить від температури; для практичних розрахунків вона приймається за постійне значення.

### 1.3. Рівняння ідеального газу

Для спрощеного аналізу законів і понять термодинаміки користуються терміном “ідеальний газ”. Це газ, молекули якого є матеріальними точками, мають масу, але не мають об'єму, сили взаємодії між ними відсутні. Досвід показує, що з деяким наближенням залежності для ідеального газу можна використовувати для технічних розрахунків в умовах реальних газів.

Для ідеального газу зв'язок між параметрами  $P$ ,  $V$ ,  $T$ , що характеризують стан термодинамічної системи, записується рівнянням стану (рівняння Клапейрона):

$$PV = MRT, \quad (1.9)$$

де  $M$ -маса газу, кг;  $V$ -об'єм газу, м<sup>3</sup>;  $P$  - абсолютний тиск, Н/м<sup>2</sup>;

$T$ -абсолютна температура газу, К;  $R$ - газова стала, Дж/(кг К).

Газова стала  $R$  залежить тільки від природи газу.

Для 1 кмоль Д.І. Менделєєв рівняння (1.9) записав у такій формі:

$$P\mu V = \mu RT, \quad (1.10)$$

де  $\mu V$  -об'єм 1 кмоль газу, м<sup>3</sup>/кмоль;  $\mu R$  - молярна газова стала, Дж/(кмоль К).

Згідно із законом Авогадро при однакових значеннях  $P$ ,  $T$  1 кмоль будь-якого газу займає об'єм 22.4 м<sup>3</sup>.

За нормальних умов  $T=273.15$ ;  $P=101320$  Н/м<sup>2</sup>, значення газової сталої

$$\mu R = \frac{101320 \cdot 22.41}{273.15} = 8314 \text{ кДж/кмоль}.$$

## 1.4. Газові суміші

У більшості випадків робочим тілом у теплових машинах є не окремі хімічно чисті гази, а їх суміші. При розгляді газових сумішей виходять із того, що суміш ідеальних газів, які не вступають у хімічну взаємодію, є також ідеальним газом.

Склад суміші визначається масовими або об'ємними частками.

Відношення маси даного компонента  $M_i$  до маси всієї суміші  $M$  називається масовою часткою:

$$m_i = \frac{M_i}{M}. \quad (1.11)$$

Аналогічно відношення об'єму даного компонента  $V_i$  до об'єму всієї суміші  $V$  називається об'ємною часткою:

$$r_i = \frac{V_i}{V}. \quad (1.12)$$

Умовна молекулярна маса суміші  $\mu_c$  визначається з такого співвідношення:

$$\mu_c = \frac{\sum_{i=1}^n M_i}{\sum_{i=1}^n \frac{M_i}{\mu_i}}, \quad (1.13)$$

де  $\mu_i$ - молекулярна маса  $i$ -го компонента суміші. При цьому суміш ідеальних газів розглядають як єдиний газ з однорідними молекулами.

Основним законом для суміші газів є закон Дальтона: кожний окремий газ, що входить в газову суміш, має такий тиск, який би він мав сам, займаючи весь об'єм. Такий тиск називається парціальним тиском даного газу. Закон Дальтона справедливий і для реальних газів.

Рівняння, що виражає закон Дальтона, має такий вигляд:

$$P_c = \sum_{i=1}^n P_i, \quad (1.14)$$

де  $P_c$  – тиск суміші газів;  $P_i$  – парціальний тиск  $i$ -го компонента, що входить до суміші газів;  $n$  – кількість компонентів у суміші.

Парціальний тиск окремих газів у суміші

$$P_i = r_i P_c. \quad (1.15)$$

Газову сталу суміші обчислюють так, Дж/(кг·К):

$$R_c = \frac{8314}{\mu_c}. \quad (1.16)$$

Густина суміші газів

$$\rho_c = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i, \quad (1.17)$$

де  $\rho_i$ - густина  $i$ -го компонента суміші газів.

Теплоємність суміші газів  $C_c, C'_c, C_{\mu c}$  дорівнює сумі масових, об'ємних і молярних теплоємностей окремих газів  $C_i, C'_i, C_{\mu i}$ , помножених на їх відповідні масові  $m_i$ , об'ємні  $r_i$  і молярні  $\mu_i$  частки в суміші:

$$C_c = \sum_{i=1}^n C_i m_i; \quad (1.18)$$

$$C'_c = \sum_{i=1}^n c_i r_i; \quad (1.19)$$

$$C_{\mu c} = \sum_{i=1}^n c_{\mu i} \mu_i. \quad (1.20)$$

## 1.5. Перший закон термодинаміки

Відповідно до загального закону збереження та перетворення енергії, сформульованого М.В.Ломоносовим, енергія не знищується і не створюється знову, вона може лише переходити з одного виду до іншого.

Перший закон термодинаміки є окремим випадком загального закону і встановлює, що взаємні перетворення теплоти й роботи відбуваються в еквівалентних кількостях.

Теплота – це енергія, яку передає одна система іншій. Вона залежить від різниці їх температур і не пов'язана з перенесенням маси.

Робота – це міра взаємодії систем, яка не залежить від їх температури і проявляється при зміні енергії системи при переході її з одного стану до іншого.

Зв'язок взаємного перетворення теплоти й роботи є першим законом термодинаміки.

Згідно із законом еквівалентності робота  $L$ , одержана з теплоти  $Q$ , не залежить від характеру процесу перетворення  $Q$  у  $L$ , у тому числі відношення

$$\frac{L}{Q} = E = \text{const}, \quad (1.21)$$

де  $E$  – механічний еквівалент одиниці теплоти, -

$$E = 427 \text{ кгс} \cdot \text{м/ккал.}$$

Аналогічно

$$\frac{Q}{L} = A = \text{const} , \quad (1.22)$$

де  $A$  – тепловий еквівалент роботи,  $A = \frac{1}{427}$  ккал/(кгс м).

Наприклад, якщо до 1 кг газу, що є в циліндрі під поршнем, підвести якусь кількість одиниць теплоти  $Q$ , то внутрішня енергія його зміниться у загальному випадку зі стану  $U$  до стану  $U_2$ , тобто

$$\Delta U = U_2 - U_1. \quad (1.23)$$

Унаслідок підведення теплоти стан газу зміниться і поршень перейде в інше положення, здійснивши певну роботу  $L$ , на яку буде витрачено  $Q - \Delta U$  теплоти.

Тобто математичний вираз першого закону термодинаміки

$$Q = \Delta U + L. \quad (1.24)$$

Вся теплота, що підводиться до робочого тіла (газу), витрачається на збільшення його внутрішньої енергії й на виконання певної роботи.

Для ідеального газу, в якому відсутні сили зчеплення між молекулами, внутрішня потенціальна енергія дорівнює нулю. Зміна внутрішньої енергії визначається кінетичною складовою і залежить тільки від температури. Тому зміну внутрішньої енергії 1 кг маси ідеального газу можна визначити за формулою, Дж/кг

$$(U_2 - U_1) = C_v(T_2 - T_1). \quad (1.25)$$

Для ідеальних газів внутрішня енергія, Дж/кг

$$U = C_v T. \quad (1.26)$$

У термодинамічних розрахунках часто розглядається добуток  $PV$ , який називається потенціальною енергією тиску. Ця величина являє собою роботу, яку треба виконати, щоб ввести робоче тіло з питомим об'ємом  $V$  у середовище з тиском  $P$ .

Сума внутрішньої енергії  $U$  і добутку  $PV$  називається ентальпією, або тепловмістом, позначається буквою  $i$  і є функцією робочого тіла, Дж/кг

$$i = U + PV. \quad (1.27)$$

Ентальпія ідеального газу залежить тільки від температури і визначається за формулою, Дж/кг

$$i = C_p T, \quad (1.28)$$

де  $C_p$  – теплоємність при сталому тиску.

Зміну ентальпії обчислюють за формулою, Дж/кг

$$\Delta i = C_p (T_2 - T_1). \quad (1.29)$$

Ентропія є функцією стану робочого тіла і використовується при аналізі термодинамічних циклів; суть її пов'язана із встановленням оборотності термодинамічних процесів.

Для 1 кг газу ентропія дорівнює  $S$ , Дж/(кг град). Найпростіше визначити зміну ентропії для ізотермічного оборотного процесу.

Якщо в деякому оборотному процесі в результаті підведення чи відведення елементарної кількості теплоти  $dQ$  при сталій температурі  $T$  газ переходить з одного стану в інший, то ентропія в цьому процесі зміниться на  $dS$ , тобто

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (1.30)$$

## 1.6. Термодинамічні процеси

Термодинамічні процеси – це послідовна зміна стану робочого тіла, що відбувається внаслідок енергетичного взаємообміну з навколишнім середовищем.

Оборотний процес може протікати як у прямому, так і у зворотному напрямках.

Необоротний процес – це процес, який може самочинно протікати тільки в одному напрямку.

Залежно від характеру протікання розрізняють чотири головних термодинамічних процеси: ізохорний, ізобарний, ізотермічний, адіабатичний (рис.1.1).

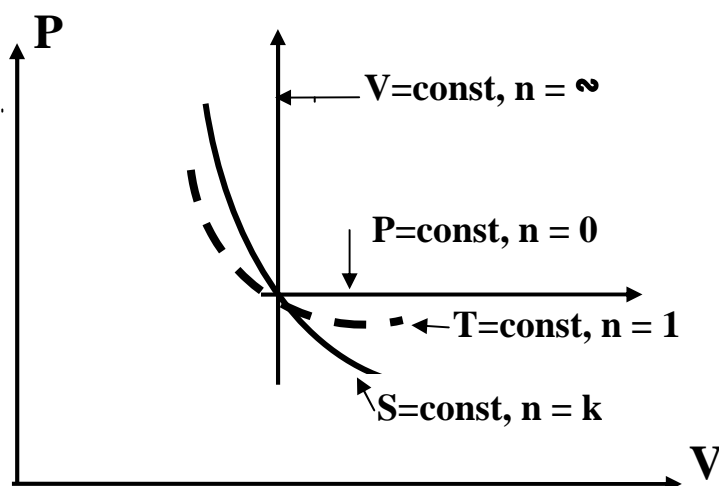


Рис. 1.1 - Основні термодинамічні процеси ідеального газу в системі координат PV

В ізохорному процесі ( $V=\text{const}$ ) теплота, підведена до робочого тіла, повністю витрачається на прирощення внутрішньої енергії. Таким чином, робота процесу дорівнює нулю. Рівняння процесу матиме такий вигляд:

$$\frac{P}{T} = \text{const} . \quad (1.31)$$

Для ізобарного процесу ( $P=\text{const}$ ) характерно те, що підведена до робочого тіла теплота витрачається на зміну його внутрішньої енергії і на виконання роботи. Рівняння процесу в цьому випадку записуємо так:

$$\frac{V}{T} = \text{const} . \quad (1.32)$$

Ізотермічний процес ( $T=\text{const}$ ). У цьому процесі ентальпія і внутрішня енергія є сталими. Кількість теплоти на основі першого закону термодинаміки дорівнює кількості роботи. Рівняння процесу буде таким:

$$PV = \text{const} . \quad (1.33)$$

Адіабатний процес ( $S=\text{const}$ ). У цьому процесі відсутній теплообмін з навколишнім середовищем. Робота виконується за рахунок зміни внутрішньої енергії робочого тіла. При цьому змінюється значення всіх параметрів стану, а рівняння процесу має вираз

$$PV^k = \text{const} , \quad (1.34)$$

де  $k$  – показник адіабати.

Перелічені процеси можна розглядати як частковий випадок загального політропного процесу, рівняння якого має вигляд:

$$PV^n = \text{const} , \quad (1.35)$$

де  $n$  – показник політропи.

При $n=0$	$PV^n = P = \text{const}$	(ізобарний процес),
при $n=1$	$PV^n = PV \cong T = \text{const}$	(ізотермічний процес),
при $n=k$	$PV^n = PV^k = \text{const}$	(адіабатний процес),
при $n=\pm\infty$	$PV^n = P^{1/n}V = V = \text{const}$	(ізохорний процес).

У політропному процесі сталою є теплоємність, яку розраховують за формулою

$$C_n = C_v \frac{n-k}{n-1} . \quad (1.36)$$



## 1.7. Другий закон термодинаміки. Цикл Карно

Другий закон термодинаміки встановлює умови перетворення теплоти в роботу. Суть цього закону полягає в тому, що в колових процесах теплота тільки тоді може бути перетворена в роботу, коли є перепад температури, тобто коли є не менше двох джерел теплоти з різними температурами (теповіддавач і теплоприймач). За цієї умови лише частина теплоти, взята від тепловіддавача, перетворюється в роботу, решта теплоти повинна бути віддана теплоприймачу.

Різниця кількості теплоти, одержаної робочим тілом від гарячого джерела  $Q_1$  і відданої холодному джерелу  $Q_2$ , є корисною теплотою  $Q_0$ , яка за першим законом термодинаміки може повністю перетворюватись у корисну роботу  $L_0$ :

$$Q_1 - Q_2 = Q_0 = L_0. \quad (1.37)$$

Відношення корисно використаної до всієї підведеної теплоти називається термічним ККД колового процесу, або циклу:

$$\eta_t = \frac{Q_0}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (1.38)$$

Звідси випливає, що термічний ККД циклу теплової машини завжди менший від одиниці;

- теплова машина може бути періодично діючою, якщо зміна робочого тіла в ній відбувається за коловим процесом;
- для здійснення циклу періодично діючої теплової машини треба мати два джерела з різною температурою.

Другий закон термодинаміки можна сформулювати так (Клаузіус): теплота не може переходити сама по собі від тіла з більш низькою температурою до тіла з вищою температурою.

Коловий процес. Перетворення теплоти в роботу в теплових двигунах відбувається за допомогою робочого тіла, яке, сприймаючи теплоту від зовнішніх джерел, розширюється, виконуючи роботу. Щоб тепловий двигун працював безперервно, необхідно після кожного процесу розширення повертати робоче тіло в початковий стан, що досягається наступним стисненням робочого тіла.

Процес, при якому робоче тіло після ряду змін повертається в початковий стан, називається коловим процесом або циклом.

Усі термодинамічні цикли бувають прямими або зворотними. За прямими циклами працюють машини, які виконують роботу ззовні, від навколишнього середовища.

Прямим (рис. 1.2) називається такий цикл, при зображенні якого лінія розширення 1-2-3 розміщується над лінією стиснення 3-4-1 і який переходить за рухом годинникової стрілки. У зворотному циклі лінія розширення розміщується під лінією стиснення. Крім того, цикли бувають оборотні і необоротні. Цик-

ли, що складаються тільки з оборотних процесів, називаються оборотними, в інших випадках – необоротними.

На рис.1.2 показане графічне зображення колового процесу в координатах  $PV$ .

Робота розширення у прямому циклі визначається площею 1-2-3-5-6, а робота стиснення – площею 3-4-1-6-5. Робота розширення здійснюється робочим тілом, а робота стиснення зовнішнім середовищем. Як видно з рис.1.2, робота розширення більша від роботи стиснення, різниця між роботами розширення і стиснення корисна і називається роботою циклу (заштрихована площа на рис. 1.2). Усі теплові двигуни працюють за прямим циклом.

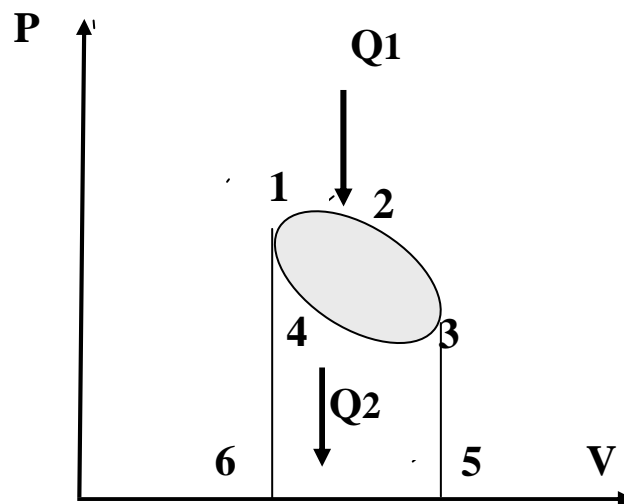


Рис. 1.2 - Прямий коловий процес у системі координат  $PV$

За зворотним циклом, в якому витрачається робота циклу, працюють, наприклад, холодильні машини.

Для здійснення циклу робоче тіло при розширенні повинно одержати  $Q_1$  одиниць теплоти від тепловіддавача (верхнього джерела теплоти), а при стисненні віддати  $Q_2$  одиниць теплоти теплоприймачу (нижньому джерелу теплоти).

Оскільки кінцевий і початковий стани робочого тіла в циклі однакові, внутрішня енергія їх не змінюється ( $\Delta U = 0$ ). Отже, кількість теплоти, витраченої на здійснення корисної роботи у циклі, дорівнює різниці  $Q_1 - Q_2$ .

Цикл Карно – коловий процес, який характеризується тим, що робоче тіло, переходячи з початкового стану через кілька проміжних, повертається знову до початкового стану. Цикл, який складається із оборотних процесів, називається ідеальним. Такий цикл повинен виконуватись машиною, в якій відсутні тертя, удари, випромінювання, в тому числі ідеальним тепловим двигуном. Підведення і відведення теплоти в ньому здійснюється за ізотермами, а розширення й стиснення робочого тіла – за адіабатами, причому підведення теплоти відбувається за верхньою ізотермою, а відведення - за нижньою.

Розглянемо систему, що складається з двох джерел теплоти з постійними температурами  $T_1$  і  $T_2$ . Між ними встановлено машину, яка працює за циклом Карно.

У циліндрі машини є 1 кг робочого тіла (ідеального газу). Початковий стан його відповідає точці 1 (рис. 1.3). З цього моменту робоче тіло контактує з гарячим джерелом, одержує теплоту  $Q_1$  при  $T_1 = \text{const}$  (ізотерма) і розширюється. У точці 2 контакт з гарячим джерелом відсутній, далі до точки 3 робоче тіло розширюється за адіабатою. У процесах 1-2, 2-3 виконується робота розширення:

$$L_p = L_{1-2} + L_{2-3}. \quad (1.39)$$

У початковий стан робоче тіло повертається в процесі стиснення 3-4 при  $T_2 = \text{const}$  (ізотерма) (при цьому віддає теплоту холодному джерелу  $Q_2$ ), а потім в адіабатичному стисненні за 4-1. При цьому витрачається робота на стискування робочого тіла:

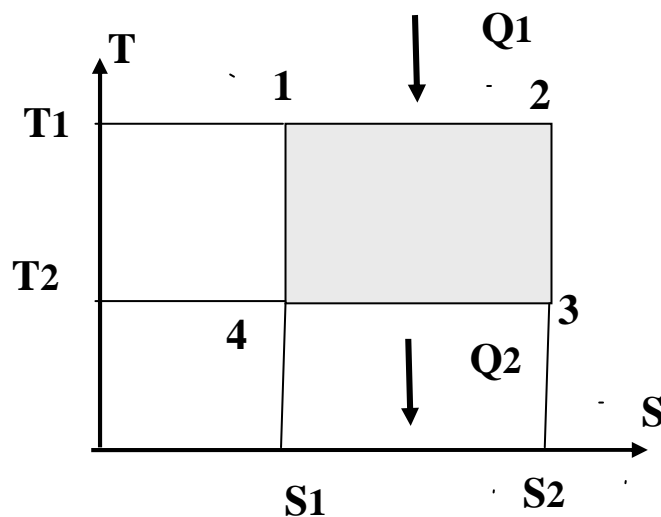


Рис.1.3 - Прямий цикл Карно

$$L_c = L_{3-4} + L_{4-1}. \quad (1.40)$$

Корисна робота

$$L_0 = L_p - L_c. \quad (1.41)$$

Вона еквівалентна теплоті

$$Q_0 = Q_1 - Q_2, \quad (1.42)$$

$$L_0 = L_p - L_c = Q_0 = Q_1 - Q_2. \quad (1.43)$$

Оскільки підведена теплота становитиме  $Q_1 = T_1 \Delta S$  (див. рис. 1.4), а відведена  $Q_2 = T_2 \Delta S$ , то термічний ККД циклу Карно відповідно до рівняння (1.38)

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 \Delta S - T_2 \Delta S}{T_1 \Delta S} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.44)$$

Звідси випливає, що термічний ККД циклу Карно не залежить від фізичних властивостей робочого тіла, а тільки від відношення абсолютних температур холодного й гарячого джерел теплоти.

На відміну від ідеального циклу Карно, який складається з термодинамічних процесів, що не мають втрат, у реальному циклі теплових машин такі втрати є, тому реальний цикл буде вписаний в ідеальний. Отже необхідно, щоб реальні процеси в реальному циклі максимально наближались до ідеальних – ізотермічного та адіабатного.

Зворотній цикл Карно (рис.1.4). Тут теплота холодного джерела передається до гарячого: підводиться теплота за нижньою ізотермою, а відводиться – за верхньою. За зворотним циклом Карно працюють всі холодильні машини. Вони діють тільки за умови затрат енергії ззовні, що забезпечує передачу теплоти від джерела з нижчою температурою до джерела з вищою. Спочатку робоче тіло розширюється адіабатно в процесі 1-4 (при цьому температура знижується від  $T_1$  до  $T_2$ ), а потім ізотермічно в процесі 4-3 ( $T_2 = \text{const}$ ). При цьому робоче тіло одержує від холодного джерела теплоту  $Q_2$ . У процесі 3-2 робоче тіло адіабатно стискається (його температура зростає з  $T_2$  до  $T_1$ ). При ізотермічному стисненні 2-1 робоче тіло віддає гарячому джерелу теплоту  $Q_1$ .

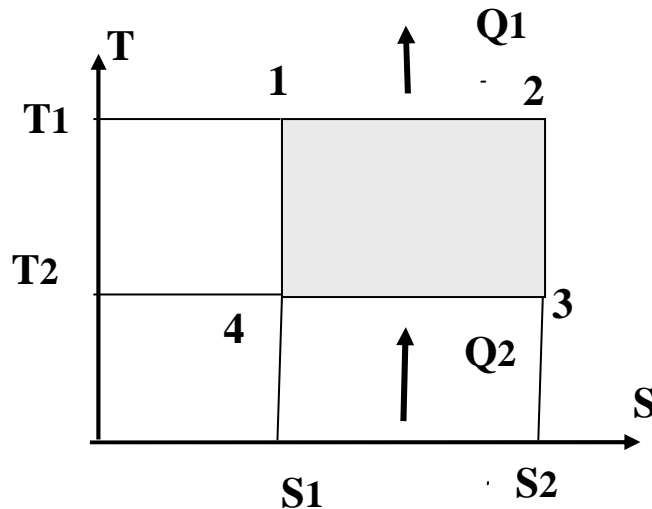


Рис. 1.4 - Зворотній цикл Карно

Описаний процес можливий лише за умови витрати зовнішньої роботи, яка зображена площею 1,2,3,4, 1 (рис. 1.4), і повністю перетвореної в теплоту  $Q_0$ .

Таким чином, гаряче джерело одержує  $Q_1 = Q_2 + Q_0$ . Машина, яка працює за цим принципом, використовується для охолодження тіл (виробництво холоду). Таку машину можна використовувати і для опалення, якщо для цієї мети застосовувати теплоту  $Q_1$ . Такі машини називають тепловими насосами, вони широко використовуються у західних країнах для опалення індивідуальних будинків.

Характеристикою зворотного циклу Карно є відношення кількості теплоти  $Q_2$ , відібраної від нижнього температурного джерела, до затраченої на це роботи  $Q_1 - Q_2$ . Це відношення називається холодильним коефіцієнтом  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1}. \quad (1.45)$$

## 1.8. Водяна пара

Процес пароутворення. Водяна пара є робочим тілом, що широко використовується у теплосилових установках і різних теплообмінних апаратах. Вона не є ідеальним газом, основні властивості водяної пари встановлені теоретично або експериментально.

На практиці водяну пару одержують кип'ятінням води в котельних агрегатах. Утворення пари при кипінні відбувається за точно визначеної для даного тиску температури, що називається температурою кипіння (насичення).

Розглянемо процес одержання водяної пари в координатах  $PV$  (рис. 1.5).

Візьмемо 1 кг води при температурі  $0^\circ\text{C}$ , тиску  $P_1$  і питомому об'ємі  $V_1$  (т.1). Якщо до води при сталому тиску  $P_1$  підводить теплоту, то температура її підвищується, а питомий об'єм збільшується. За певної температури, яка залежить від вибраного тиску, вода закипить (т.2). При дальшому підвищенні теплоти почнеться пароутворення, яке закінчиться, коли вся вода перетвориться в пару (т.3). Оскільки процес пароутворення (2-3) відбувається при даному тиску  $P_1$  і сталій температурі  $t_{\text{н1}}$ , він є одночасно ізобарним та ізотермічним.

Пара, стан якої на діаграмі  $PV$  характеризується точкою 3, називається сухою насиченою парою.

Стан водяної пари між точками 2 і 3 визначається як волога насичена пара (суміш сухої насиченої пари і частинок киплячої води).

Для характеристики вологої насиченої пари застосовується показник – ступінь сухості  $x$ , який дорівнює відношенню маси сухої насиченої пари до загальної маси вологої насиченої пари.

Величину  $x$  виражають у частках одиниці, або в процентах: наприклад, якщо ступінь сухості  $x=0.9$ , то це означає, що в 1 кг вологої насиченої пари міститься 0.9 кг сухої насиченої пари і 0.1 кг води. Очевидно, що для стану сухої насиченої пари  $x=1$  (точка 3), а для киплячої води  $x=0$  (точка 2).

При дальшому підведенні теплоти суха насичена пара стає перегрітою парою, температура якої за того самого тиску вища, ніж температура насичення (точка 4).

Якщо розглянути множину процесів пароутворення, аналогічних процесу 1-2-3-4 при різних тисках, то на діаграмі матимемо ряд відповідних точок:  $1' - 2' - 3' - 4'$ ,  $1'' - 2'' - 3'' - 4''$  і т.д.

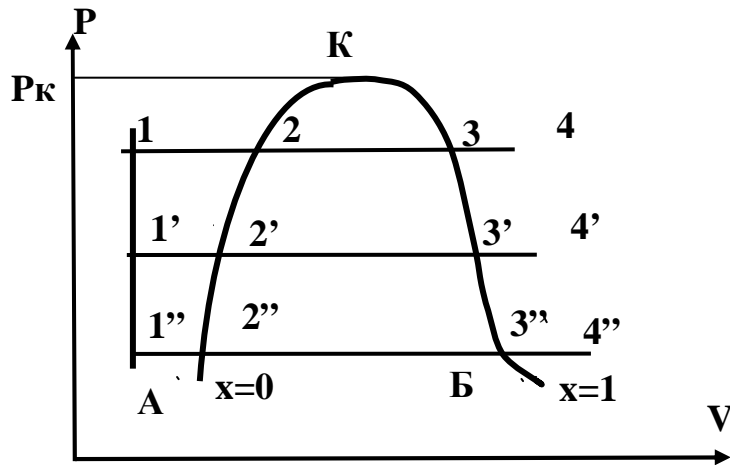


Рис. 1.5 - Діаграма пароутворення в системі координат PV

Сполучивши однойменні точки, одержимо лінію 1–1' питомих об'ємів при 0°С і дві криві: А-К та К-В, що сходяться в точці К; лінія А-К являє собою геометричне місце точок, які характеризують стан води на початку кипіння, точки ж лінії К-В характеризують стан сухої насиченої пари. У точці К вода і насичена пара мають одні й ті самі значення параметрів P, V, t, які називаються критичними, а сама точка К – критичною точкою.

Встановлено, що для води  $P_{кр}=221,3$  бар,  $t_{кр}=374^{\circ}\text{C}$ ,  $V_{кр}=0.0032$  м<sup>3</sup>/кг. Лінію А-К називають нижньою, а К-В – верхньою граничними кривими. Граничні криві поділяють площу діаграми на такі зони: підігрітої води – ліворуч від лінії А-К; вологої насиченої пари – між лініями А-К і К-В; перегрітої пари – праворуч від лінії К-В.

Кількість теплоти q, яку треба витратити, щоб добути 1 кг маси пари, складається з теплоти q', що витрачається на нагрівання рідини до температури кипіння, і теплоти r, що витрачається на пароутворення:

$$q = q' + r. \quad (1.46)$$

Величину q' визначають як різницю ентальпії киплячої i' і холодної i<sub>0</sub> води:

$$q' = i' - i_0. \quad (1.47)$$

Кількість теплоти, що витрачається на перетворення 1 кг води, нагрітої до температури кипіння в суху насичену пару, називається теплотою пароутворення r. Очевидно, вона визначається також як різниця ентальпій сухої насиченої пари i'' та киплячої води i':

$$r = i'' - i'. \quad (1.48)$$

Кількість теплоти, витраченої на перетворення 1 кг сухої пари у перегріту q<sub>п</sub>, визначають за формулою

$$q_{п} = C_{pm}(t_{п} - t_{н}), \quad (1.49)$$

де  $C_{pm}$  – середня ізобарна теплоємність перегрітої пари;  $t_{п}$ ,  $t_{н}$  – відповідно температура перегрітої і сухої насиченої пари.

При виконанні технічних розрахунків широко застосовують діаграму водяної пари [22].

### 1.9. Ідеальний цикл паросилової установки. Цикл Ренкіна

Теплота водяної пари перетворюється в роботу в паросилової установці (рис. 1.6). Установка працює так. Насичена пара, що утворюється в котлі 1, надходить у пароперегрівник 2, де спочатку підсушується (якщо  $x < 1$ ), а потім перегрівається при сталому тиску. Перегріта пара трубопроводом надходить у паровий двигун (парову турбіну) 3, де при розширенні теплота перетворюється в роботу, що супроводжується зменшенням тиску і температури пари. Парова турбіна обертає електричний генератор 6, в якому одержується напруга. Відпрацьована пара надходить у конденсатор 4, де конденсується в міжтрубному просторі кожухотрубчастого теплообмінника за рахунок холодної води, яка надходить у трубки.

При конденсації пари утворюється конденсат, який спеціальним насосом перекачується в живильний бак (умовно не показаний), а з нього насосом 5 подається в котел 1.

Циркуляційна вода подається в конденсатор за допомогою насоса (умовно не показаний) і після отримання теплоти відводиться в градирню, де охолоджується.

За описаним принципом працюють теплові електростанції, в яких отримується електрична енергія.

Теплоту, яку отримують у конденсаторі, при конденсації відпрацьовані пари можна використовувати для теплопостачання (для систем опалення, гарячого водопостачання, вентиляції, кондиціонування повітря). У цьому випадку разом з електричною енергією отримується теплова. Такий процес відбувається на теплоелектроцентралях (ТЕЦ). При цьому коефіцієнт корисної дії ТЕЦ дорівнює 0.7...0.8, тоді як у теплових електричних станціях він становить лише 0.4...0.42.

Основним циклом паросилової установки є цикл Ренкіна. На рис. 1.7 показано графічне зображення циклу Ренкіна в координатах  $PV$ . Точка 4 відображує початковий стан робочого тіла і відповідає стану води, яка є в котлі, з такими параметрами: тиску  $P_1$ , питомого об'єму  $V_1$  і температури  $t_0$  (нижче за температуру кипіння). Вода в паровому котлі нагрівається при сталому тиску  $P_1$  від температури  $t_0$  до температури кипіння  $t_n$  (лінія 4-5 на діаграмі). При подальшому відведенні теплоти вода кипить і перетворюється у вологу, а потім у суху насичену пару (лінія 5-6). Цей процес є ізотермічним та ізобарним.

Суха насичена пара (точка 6) надходить у пароперегрівник, де ізобарно нагрівається до температури заданого перегріву (точка 1).

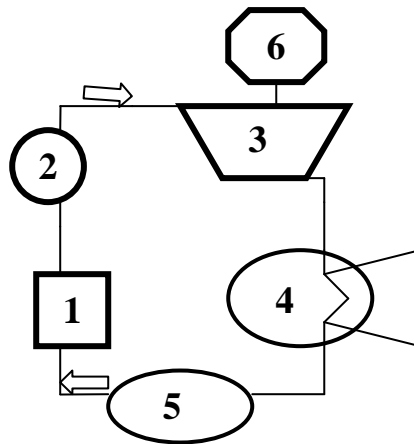


Рис. 1.6 - Схема паросилової установки: 1 - котел; 2 – пароперегрівник; 3 - паровий двигун; 4 - конденсатор; 5 - насос; 6 - електрогенератор

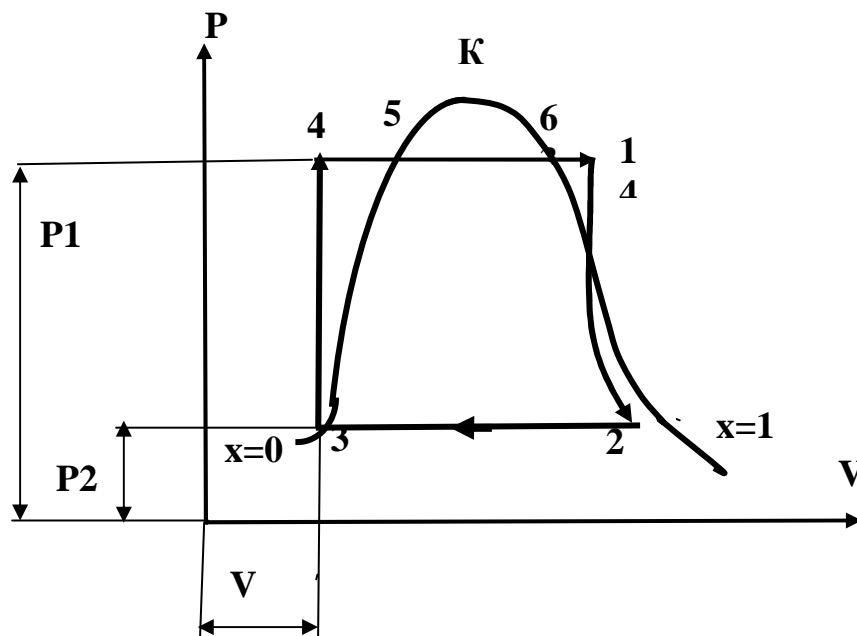


Рис. 1.7 - Цикл Ренкіна в координатах PV

Перегріта пара подається в паровий двигун, в якому адіабатно розширюється від тиску  $P_1$  до тиску  $P_2$ , що дорівнює тиску в конденсаторі (лінія 1-2).

У кінці розширення пара стає звичайно вологою і насиченою (точка 2). У точці 2 починається процес конденсації відпрацьованої пари, що надходить у конденсатор з парового двигуна. Конденсація пари, що відбувається за рахунок підведення в конденсатор охолоджувальної води, закінчується в точці 3, яка відповідає повному перетворенню відпрацьованої пари у воду. Процес конденсації пари відбувається за тиску  $P_2$  і температури  $t_0$ . Вода, що утворилась внаслідок конденсації пари, проходить через проміжний бак і насосом подається в котел. При цьому тиск води, оскільки вона практично нестислива, ізохорно збільшується з  $P_2$  до  $P_1$  (лінія 3-4).

Цикл, аналогічний описаному, постійно повторюється.



При побудові циклу Ренкіна в координатах  $PV$  ізохору 3-4 звичайно суміщують з віссю ординат, бо питомі об'єми води дуже малі й ними можна знехтувати.

Корисна робота 1 кг пари в циклі Ренкіна визначається площею діаграми 1-2-3-4. Виразивши цю площу аналітично через відповідні параметри циклу і виконавши перетворення, дістанемо, що величина роботи визначається перепадом ентальпій в адіабатному процесі розширення 1-2:

$$l = i_1 - i_2, \quad (1.50)$$

де  $i_1, i_2$  – ентальпії пари відповідно в точці 1 і 2 циклу.

Кількість підведеної теплоти в циклі Ренкіна визначають за формулою

$$q_1 = i_1 - i'_2, \quad (1.51)$$

де  $i'_2$  – ентальпія води в конденсаторі при  $t_0$  (точка 3).

Термічний ККД циклу Ренкіна знаходять із рівняння

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2}. \quad (1.52)$$

Аналізуючи наведену формулу, можна дійти висновку, що чим вищі параметри пари ( $P_1, t_H$ ) і чим менший тиск у конденсаторі  $P_2$ , тим вищий термічний ККД циклу Ренкіна.

Підвищення термічного ККД паросилової установки можливе за рахунок регенерації та проміжного перегрівання пари.

Середні значення термічного ККД циклу Ренкіна для паросилових установок коливаються в межах 0.4.....0.45.

### 1.10. Рух, витікання й дроселювання рідин, газів і пари

Загальні відомості. При русу рідини чи газу в трубо-, повітро- та газопроводах і пристроях, в мережах та інженерних системах будинків при їх енергопостачанні виникає необхідність розрахунку площі живого перерізу потоку, гідравлічного опору, визначення необхідної марки насоса чи вентилятора. Вказані питання вирішуються на основі знань з гідравліки та її розділу – гідродинаміки, а також аеродинаміки.

До фізичних властивостей рідини, які розглядаються при цьому, належать густина  $\rho$ , в'язкість  $\mu$  та  $\nu$  і стисливість, що характеризується коефіцієнтом ізотермічного стиснення  $\beta_t$ . Фізична суть густини і в'язкості рідини така сама, як і для газу (див. підрозділ 1.2).

Стисливість рідини характеризується коефіцієнтом ізотермічного стиснення  $\beta_z$ , під яким розуміють відношення початкового об'єму рідини до кінцевого, одержаного після зміни тиску на одиницю (при сталій температурі).

До основних понять і законів гідродинаміки належать живий переріз потоку, характер руху рідини, режим руху рідини, об'ємна витрата рідини, рівняння нерозривності потоку та рівняння Бернуллі.

Усталеним називають рух, коли його характеристики (швидкість, прискорення, тиск) в окремих точках простору, через які протікає рідина, не змінюються з часом (наприклад, витікання води з крана при сталому тиску).

Неусталеним називають такий рух, при якому всі його характеристики в окремих точках, через які протікає вода, змінюються з часом.

Рідина під час руху в трубопроводах може заповнювати їх повністю або частково. У першому випадку тиск рідини вздовж потоку не залишається сталим. Такий рух називається напірним. Якщо рідина стикається з внутрішньою поверхнею трубопроводу тільки по частині периметра перерізу, то такий рух рідини називається безнапірним.

Далі розглядатимемо напірний рух, який притаманний руху рідини в трубопроводах інженерних мереж та систем будинків.

Живим перерізом потоку  $F$  називається переріз, проведений перпендикулярно до напрямку стінок потоку.

Під витратою розуміють кількість рідини, що проходить через даний поперечний переріз потоку за одиницю часу.

Витрата потоку може бути виражена в об'ємних кількостях рідини  $V$  або масових  $M$ :

$$V = F \omega_{cp} \quad [m^3/c]; \quad (1.53)$$

$$M = F \omega_{cp} \rho \quad [кг/с], \quad (1.54)$$

де  $\omega_{cp}$  – середня швидкість рідини в живому перерізі потоку, м/с;

$\rho$  - густина рідини, кг/м<sup>3</sup>.

При розгляді руху потоку рідини приймають, що рідина практично нестислива і в ній неможливе утворення порожнин, тобто додержується умова нерозривності руху.

Виходячи з цього, для двох поперечних перерізів потоку можна записати:

$$V_1 = V_2 \quad \text{або} \quad F_1 \omega_{1cp} = F_2 \omega_{2cp}, \quad (1.55)$$

звідки

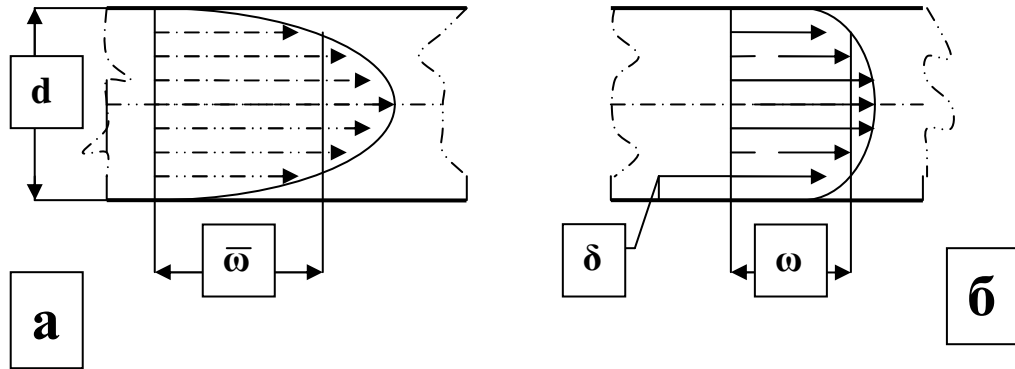
$$\frac{\omega_{1cp}}{\omega_{cp}} = \frac{F_2}{F_1}. \quad (1.56)$$

Вказаний вираз називається рівнянням нерозривності потоку.

Звичайно індекс “ср” при  $\omega$  не ставлять.

Режими руху рідини бувають ламінарними і турбулентними.

Режим руху рідини, при якому частинки переміщуються по паралельних траєкторіях, називається ламінарним (рис. 1.8).



1.8 - Режим руху рідини; а – ламінарний; б - турбулентний  
( $\delta$  - товщина в'язкого пристінного шару)

В основному рух рідини в трубопроводах інженерних мереж і системах відбувається в турбулентному режимі. Як показали експериментальні дослідження, при турбулентному режимі руху рідини осереднена швидкість мало змінюється по перерізу потоку, за винятком невеликого шару біля стінок трубопроводу, який називають в'язким пристінним шаром. Товщина пристінного шару звичайно невелика (частки міліметра).

Для практичного визначення режиму руху рідини встановлено безрозмірний коефіцієнт, або критерій, який дістав назву числа Рейнольда. Його визначають за формулою

$$Re = \frac{\omega d \rho}{\mu}, \quad (1.57)$$

де  $d$  – діаметр труби, м;  $\mu$  - коефіцієнт динамічної в'язкості, м·с/м<sup>2</sup>.

Межею переходу одного режиму в інший є критичне число  $Re_{кр}=2300$ . При  $Re < 2300$  рух ламінарний, при  $Re > 1000$  – турбулентний, у проміжку між ними – перехідний.

Рівняння Бернуллі встановлює зв'язок між швидкістю і тиском у різних перерізах потоку рідини, що рухається. Рівняння Бернуллі для потоку ідеальної рідини записується так, м:

$$z + \frac{P}{\rho g} + \frac{\omega^2}{2g} = \text{const}. \quad (1.58)$$

Сума всіх трьох додатків (1.58) називається повним напором, який складається з геометричного напору  $Z$ , п'езометричного напору (статичного)  $\frac{P}{\rho g}$  і

швидкісного напору (динамічного)  $\frac{\omega^2}{2g}$ . Реальні рідини завжди мають в'язкість

і при їх русі виникають сили тертя, тому енергія буде зменшуватись у напрямку руху. Якщо взяти два перерізи 1-1 і 2-2 (в напрямі руху рідини) (рис. 1.9) будь-

якого трубопроводу, то енергія рідини в перерізі 1-1 завжди буде більшою, ніж енергія тієї самої рідини у наступному перерізі 2-2, на величину витрат напору на подолання опору в трубопроводі  $h_{1-2}$ :

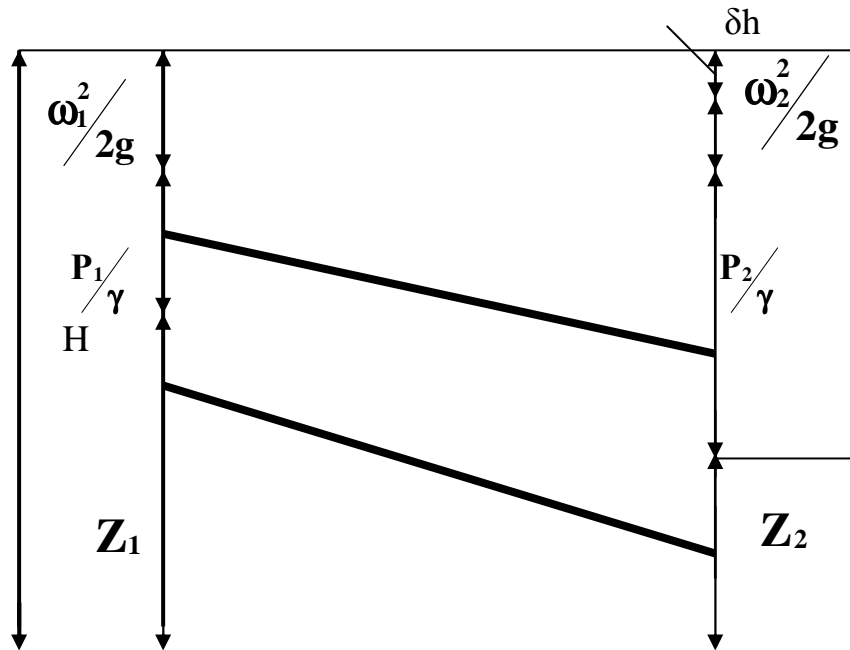


Рис.1.9 - До роз'яснення рівняння Бернуллі

$$z_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{\omega_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \frac{\omega_2^2}{2g} + h_{1-2}. \quad (1.59)$$

Втрати напору при русі рідини в трубопроводі складаються з лінійних витрат  $h_{л}$  і місцевих витрат  $h_{м}$ :

$$h = h_{л} + h_{м}. \quad (1.60)$$

Лінійні витрати  $h_{л}$  зумовлюються силами тертя частинок одна об одну і об стінки трубопроводів. При рівномірному русі рідини в каналі

$$h_{л} = \lambda \frac{l}{d_e} \frac{\omega^2}{2g}, \quad (1.61)$$

де  $\lambda$  - коефіцієнт гідравлічного опору, що визначається за таблицями (безрозмірний);  $l$  – довжина ділянки каналу, м;  $d_e$ - еквівалентний діаметр, м.

Еквівалентний діаметр круглих трубопроводів дорівнює їх діаметру, а прямокутних визначають за формулою

$$d_e = \frac{2ab}{a + b}, \quad (1.62)$$

де  $a, b$  – геометричні розміри прямокутника.

Місцеві витрати напору

$$h_m = \eta \frac{\omega^2}{2g}, \quad (1.63)$$

де  $\omega$  - середня швидкість рідини в потоці після перешкоди, м/с;

$\eta$  - безрозмірний коефіцієнт місцевого опору, що визначається дослідним шляхом залежно від вигляду місцевого опору (засувки, повороту тощо) і наводиться в таблицях.

Рівняннями (1.61) і (1.63) можна користуватись для визначення лінійних і місцевих витрат при рухові газів у трубо - і повітропроводах.

Витікання і дроселювання газів і парів. Процеси витікання газів і парів широко використовують в енергопостачанні при одержанні електричного струму.

У парових турбінах потенціальна енергія пари або газу за допомогою спеціальних насадок (сопел) перетворюється в кінетичну, а потім на валу двигуна – в роботу. Процес перетворення потенціальної енергії в кінетичну полягає в тому, що робочий потік, який проходить через сопла, поступово втрачає тиск і набуває швидкості; такий процес називається витіканням. Виходячи із сопел з великою швидкістю, потік надходить до лопаток турбін, де здійснює роботу, обертаючи ротор і вал двигуна. Швидкість витікання із сопла залежить від форми сопла і параметрів робочого тіла.

Швидкість витікання ідеального газу через сопло довільної форми за умови, що такий процес є адіабатним, визначають за формулою

$$\omega = \sqrt{2 \frac{K}{K-1} P_1 V_1 \left[ 1 - \frac{P_2}{P_1} \right]^{\frac{K-1}{K}}}, \quad (1.64)$$

де  $K$  – показник ступеня адіабати;  $P_1, P_2$  – початковий і кінцевий тиск ідеального газу;  $V_1$  – початковий об'єм газу.

Із цієї формули видно, що швидкість витікання, а отже й пропорційно виконувана при цьому корисна робота для даного газу при незмінних початкових умовах залежить від відношення

$\frac{P_2}{P_1}$ .

Максимально можлива швидкість витікання пари чи газу із сопла залежить також від його форми.

Для повного розширення газів і використання високих перепадів тисків, а отже й одержання максимальних швидкостей витікання, застосовують конічні сопла, що розширюються, або складені сопла (сопло Лавалю).

Дроселювання газів і парів. Процес зниження тиску робочого тіла при проходженні через будь-які місцеві опори називається дроселюванням, або зім'яттям. Засувка, кран, вентиль на трубопроводі, особливо при неповному відкритті, спричиняють зниження тиску пари або газу. Дослідним шляхом встановлено, що ентальпія робочого тіла після дроселювання не змінюється (за умови відсутності теплообміну між потоком і зовнішнім середовищем).

Процес дроселювання , як правило, небажаний, бо він неминуче спричинює енергетичні втрати. Проте в ряді випадків він використовується, наприклад, з метою регулювання потужності парових турбін, у схемах холодильних установок тощо.

Дроселювання рідини використовують при регулюванні кількості переданої теплоти в системах опалення.

Крім того, за допомогою дроселювання, використовуючи так звані дросельні шайби і вимірюючи перепад тисків до і після шайби манометром, розраховують кількість рідини чи газу, що рухається в тепло- чи паропроводі [26].

## ГЛАВА 2. ОСНОВИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧІ

### 2.1. Основні положення теплообміну

Теорія теплообміну – це наука про закономірності самочинного перенесення теплоти в різних тілах або системах тіл. Необхідною умовою передачі теплоти між двома точками певного тіла або між тілами є різниця температур, причому цей процес відбувається в напрямку зниження температури.

Процеси теплообміну відбуваються згідно з першим і другим законами термодинаміки.

Температурне поле – це сукупність значень температури в певний момент часу в усіх точках досліджуваного простору.

Якщо температура  $t$  змінюється з часом, то температурне поле називається нестационарним, а якщо не залежить від часу – стаціонарним.

Усі точки температурного поля з однаковою температурою в певний момент часу утворюють ізотермічну поверхню, рівняння якої

$$t = f(x, y, z, \tau) = \text{const} . \quad (2.1)$$

Кожна лінія ізотермічної поверхні називається ізотермою.

Гradient температури є вектором, додатний напрям якого відповідає напрямку підвищення температури.

Величина gradienta визначається границею відношення зміни температури  $\Delta t$  до відстані  $\Delta l$  і також називається температурним gradientом, град/м:

$$\lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta l} = \frac{dt}{dl} = \text{grad}t . \quad (2.2)$$

Тепловий потік  $Q$  (Дж) – це кількість теплоти, що передається через поверхню  $F$  за час  $\tau$ .

Кількість теплоти, що проходить за одиницю часу через одиницю площі  $F$  ізотермічної поверхні, називається густиною теплового потоку, Вт/м<sup>2</sup>,

$$q = \frac{dQ}{dF d\tau} , \quad (2.3)$$

$$q = \frac{Q}{F \Delta \tau} . \quad (2.4)$$

У теорії теплообміну залежно від фізичної природи процесу теплообміну розрізняють три прості види або способи перенесення теплоти: теплопровідність, конвективний теплообмін (конвекція) і променистий теплообмін.

Дослідження фізичної суті й розробка методів розрахунку окремих видів теплообміну та їх комплексу визначає вчення про теплообмін.

### 2.2. Теплопровідність

Теплопровідність – це процес перенесення теплоти в тілах (або між тілами) при безпосередньому зіткненні елементарних частинок речовини (в мік-

росередовищі) в процесі їх теплового руху. У чистому вигляді теплопровідність проявляється у відносно нерухомому середовищі (твердих тілах), в рідинах і газах звичайно супроводжується іншими видами теплообміну.

Механізм передачі теплоти теплопровідністю у газах здійснюється у вигляді молекулярного перенесення кінетичної енергії руху молекул; у рідинах та діелектриках – у вигляді пружних коливань частинок речовини; у металах – за допомогою вільних електронів (пружні коливання частинок мають другорядне значення).

Згідно із законом Фур'є тепловий потік виникає тільки за наявності температурного градієнта.

В аналітичній формі закон Фур'є має такий вигляд, Вт/м<sup>2</sup>:

$$q = -\lambda \text{grad}t = -\lambda \frac{dt}{dl}, \quad (2.5)$$

де  $\lambda$  - теплопровідність, Вт/(м·К) (фізична характеристика матеріалу).

Знак “-“ вказує, що вектор  $q$  спрямований у бік, протилежний вектору  $\text{grad}t$ .

Оскільки  $q = \frac{dQ}{dF d\tau}$ , то підставивши це значення у вираз (2.5), одержимо

$$dQ = q dF d\tau = -\lambda \text{grad}t dF d\tau. \quad (2.6)$$

На практиці зустрічаються задачі стаціонарної і нестаціонарної теплопровідності. Стаціонарна теплопровідність – це коли розподіл температур у тілі зберігається сталим із часом. Нестаціонарна теплопровідність – коли відбуваються зміни температурного поля тіла з часом.

Відомий частковий розв'язок рівняння Фур'є для одновимірного розподілення теплоти через однорідну плоску стінку при товщині стінки  $\delta$ , температурі, що змінюється в напрямі осі  $X$ , і коли на зовнішніх поверхнях підтримується температура  $t_1$  і  $t_2$  (рис. 2.1).

Рівняння Фур'є запишемо так:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx}, \quad (2.7)$$

звідки

$$dt = -\frac{q}{\lambda} dx. \quad (2.8)$$

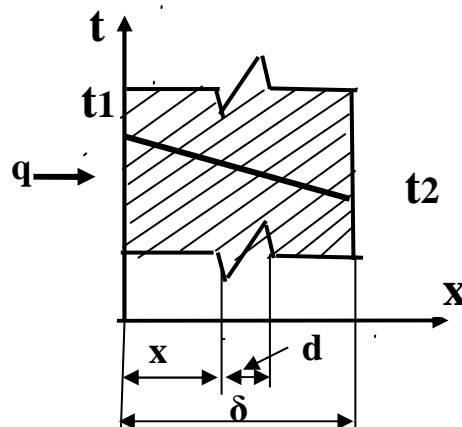


Рис. 2.1 - Схема передачі теплоти через однорідну плоску стінку



У результаті інтегрування дістанемо:

$$t = -\frac{q}{\lambda}x + c. \quad (2.9)$$

Підставивши значення  $x = 0$ , маємо  $t_1 = c$ ,

А при  $x = \delta$ , маємо  $t = t_2$ .

Тоді

$$t_2 = -\frac{q}{\lambda}\delta + t_1. \quad (2.10)$$

Звідси густина теплового потоку, Вт/м<sup>2</sup>,

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t_1 - t_2), \quad (2.11)$$

або для теплового потоку, Вт,

$$Q = F \frac{\lambda}{\delta}(t_1 - t_2). \quad (2.12)$$

Відношення  $\frac{\lambda}{\delta}$  називається теплопровідністю стінки, Вт/(м<sup>2</sup>·К), а  $\frac{\delta}{\lambda}$  - термічним опором, К·м<sup>2</sup>/Вт.

Для плоскої стінки, що складається з кількох шарів, рівняння (2.12) запишемо у такому вигляді, Вт:

$$Q = (t_1 - t_2) F \sum_{i=1}^n \frac{\lambda_i}{\delta_i}, \quad (2.13)$$

де  $t_1, t_2$  - температура стінки з внутрішнього і зовнішніх боків, К;  $\lambda_i$  - теплопровідність і-го шару, Вт/(м·К);  $\delta_i$  - товщина і-го шару, м.

Наприклад, тепловий потік, який проходить через стінку будинку, що складається з шарів штукатурки, цегли, зовнішнього облицювання, можна визначити за формулою, Вт:

$$Q = F \left( \frac{\lambda_{ш}}{\delta_{ш}} + \frac{\lambda_c}{\delta_c} + \frac{\lambda_o}{\delta_o} \right) (t_1 - t_2), \quad (2.14)$$

або

$$Q = F \left( \frac{1}{R_{ш}} + \frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_o} \right) (t_1 - t_2), \quad (2.15)$$

де  $\lambda_{ш}, \lambda_c, \lambda_o$  - теплопровідність відповідно шару штукатурки, цегли, облицювання, Вт/(м·К);  $\delta_{ш}, \delta_c, \delta_o$  - товщина шару штукатурки, цегли, облицювання, м;  $t_1, t_2$  - температура стінки з внутрішнього і зовнішнього боків, К;  $R_{ш}, R_c, R_o$  - термічний опір відповідно шару штукатурки, цегли, облицювання, К·м<sup>2</sup>/Вт.

Тепловий потік через циліндричну стінку визначається рівнянням

$$Q = \frac{(t_1 - t_2) \cdot l}{\frac{1}{2 \cdot \lambda \cdot \pi} \ln \frac{d_3}{d_{\text{вн}}}}, \text{ Вт}, \quad (2.16)$$

де  $l$  – довжина циліндричної поверхні, м;  $d_{\text{вн}}$ ,  $d_3$  – внутрішній та зовнішній діаметри, м;  $t_1$ ,  $t_2$  – температура відповідно внутрішньої та зовнішньої поверхні циліндричної стінки, К.

Рівняння теплопровідності для циліндричної багат шарової стінки, що складається з  $n$  шарів, має вигляд, Вт

$$Q = \frac{(t_1 - t_{n+1}) \cdot l}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}, \quad (2.17)$$

де  $\lambda_i$  - теплопровідність  $i$ -го шару стінки, Вт/(м·К),  $d_i$  – діаметр  $i$ -го шару циліндричної стінки, м.

Теплопровідності найпоширеніших матеріалів наведені в табл. 2.1.

Таблиця 2.1 - Теплопровідність матеріалів

Матеріал	Середнє значення Вт/(м·К)
<b>Метали</b>	
Алюміній	200...300
Латунь	100
Сталь вуглецева	45...55
Чавун	56...54
<b>Будівельні матеріали</b>	
Кладка із червоної цегли	0,7...0,81
Кладка із силікатної цегли	0,76...0,87
Залізобетон	1,9...2,03
Керамзитобетон /при $\rho=1800..800 \text{ кг/м}^3$	0,24...0,92
Дерево вздовж волокон	0,35...0,70
Дерево поперек волокон	0,14...0,20
Скло	0,75
<b>Різні матеріали</b>	
Сажа	00,6...0,10
Накип котельний	0,70...2,30
Зола	0,12

### 2.3. Конвективний теплообмін

Конвективним теплообміном називається процес передачі теплоти в рідинах і газах (пружна рідина), пов'язаний з переміщенням мікроскопічних об'ємів. За своїм фізичним змістом конвективний теплообмін являє собою поєднання процесів теплопровідності і теплової конвекції, при якій перенесення

теплоти зумовлюється різницею температур між двома точками в об'ємі рідини (газу) і супроводжується перенесенням речовини.

Основні закономірності конвективного теплообміну як складного процесу визначаються насамперед власне тепловою конвекцією, а теплопровідність відіграє другорядну роль.

В інженерних розрахунках найчастіше трапляються задачі конвективного теплообміну між потоком речовини (рідини або газу) і поверхнею твердого тіла, які називаються конвективною тепловіддачею, або просто тепловіддачею. На значення тепловіддачі впливають фізичні властивості робочого середовища; геометрична характеристика твердої поверхні, з якою взаємодіє рідина; природа виникнення руху; характер руху робочої рідини.

Геометрична характеристика твердої поверхні звичайно задається формою (розмірами стінки).

Фізичні властивості рідини характеризуються теплоємністю  $C$  (Дж/(кг·К)); густиною  $\rho$  (кг/м<sup>3</sup>); теплопровідністю  $\lambda$  (Вт/м·К); температуропровідністю  $a$  (м<sup>2</sup>/с); динамічною в'язкістю  $\eta$  (кгс·с); кінематичною в'язкістю  $\nu$  (м<sup>2</sup>/с); коефіцієнтом об'ємного розширення робочої рідини  $\beta$  (1/град).

Рух робочої рідини буває вільний і вимушений. Вільний рух (вільна конвекція) відбувається під дією нерівномірного поля масових сил (сил поля тяжіння, магнітного, електричного та ін.), прикладених до частинок цієї рідини.

Вимушений рух спричиняється зовнішніми поверхневими силами, наприклад, за рахунок кінетичної енергії, переданої робочій рідині в насосі.

Характер руху потоку (режим) істотно впливає на процес тепловіддачі. У гідродинаміці розрізняють ламінарний режим, при якому частинки рідини рухаються паралельними струменями, не перемішуючись між собою, і турбулентний, коли потік рухається неупорядковано, частинки рідини безперервно перемішуються, напрям руху їх змінюється. Турбулентність потоку сприяє підвищенню інтенсивності теплообміну між потоком та стінками каналу.

Математичне описання процесів тепловіддачі досить складне. Тому для практичних розрахунків конвективною тепловіддачі для умов стаціонарного режиму застосовують формулу Ньютона, Вт:

$$Q = \int_{(F)} \alpha \Delta t dF = \alpha \Delta t_{cp} F, \quad (2.18)$$

а для густини теплового потоку, Вт/м<sup>2</sup>,

$$q = \frac{Q}{F} = \alpha \Delta t_{cp}, \quad (2.19)$$

де  $F$  – поверхня стінки, з якою відбувається теплообмін, м<sup>2</sup>;  $\Delta t_{cp}$  – різниця середніх температур потоку робочої рідини і стінки, град;  $\alpha$  – коефіцієнт тепловіддачі, що характеризує інтенсивність процесу, Вт/(м<sup>2</sup>·град).

Коефіцієнт тепловіддачі, що враховує вплив багатьох факторів, які зумовлюють закономірність тепловіддачі, визначити важко.

У загальному випадку

$$\alpha = f(t, \omega, \lambda, c, \rho, \nu, l_0 \dots), \quad (2.20)$$

де  $\omega$  - швидкість робочої рідини, м/с;  $l_0$  – характерний геометричний розмір, м<sup>2</sup>.

Виходячи з теорії подібності [10], вказаний зв'язок між величинами можна записати у вигляді рівняння, яке зв'язує безрозмірні комплекси, до яких входять ці величини.

Критеріальні рівняння одержують у результаті узагальнення експериментальних даних. Так, для вільної конвекції використовують рівняння вигляду:

$$Nu = c (Cr Pr)^n. \quad (2.21)$$

Для вимушеної конвекції

$$Nu = c Re^m Pr^n, \quad (2.22)$$

де  $c, m, n$  – експериментальні коефіцієнти.

Критерій Рейнольда  $Re$  характеризує режим руху рідини і є мірою відношення сил інерції та внутрішнього тертя в потоці рідини:

$$Re = \frac{\omega \cdot l_0}{\nu}, \quad (2.23)$$

де  $\omega$  - швидкість рідини чи газу, м/с,  $l_0$  – значення характерного геометричного параметра, м;  $\nu$  - кінематична в'язкість рідини, м<sup>2</sup>/с.

Критерій Нусельта  $Nu$  характеризує зв'язок між інтенсивністю тепловіддачі та температурним полем у пограничному шарі рідини, що рухається,

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda}, \quad (2.24)$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт тепловіддачі, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\lambda$  - теплопровідність рідини, Вт/(м·К).

Критерій Прандтля  $Pr$  характеризує подібність полів швидкості і температури в рідині, що рухається:

$$Pr = \frac{\mu \cdot Cp}{\lambda} = \frac{\nu}{a}, \quad (2.25)$$

де  $Cp$  – теплоємність рідини (газу) при постійному тиску, Дж/(кг·К).

Критерій Грасгофа

$$Cr = \frac{g l_0^3}{\nu^2} \beta \Delta t, \quad (2.26)$$

де  $g$  – прискорення вільного падіння, м/с<sup>2</sup>;  $\Delta t$  - різниця температур, К;  $\beta$  - коефіцієнт вільного розширення, 1/К;  $\nu$  - коефіцієнт кінематичної в'язкості, м<sup>2</sup>/с.

Крім вказаних критеріїв є ще критерії Пекле ( $Pr$ ), Фрунда ( $Fr$ ), Ейлера ( $Eu$ ) та інші, за допомогою яких описуються конкретні процеси тепловіддачі.

Наприклад, критеріальне рівняння для випадку тепловіддачі від робочої рідини до стінки при вимушеній конвекції всередині труби записуємо у вигляді

$$Nu = 0,021Re^{0.8}Pr^{0.4}\left(\frac{Pr}{Pr_{ct}}\right)^{0.25}, \quad (2.27)$$

де  $Pr_{ct}$  – критерій Прандтля для рідини при температурі стінки, або

$$\left(\frac{\alpha d}{\lambda}\right) = 0.021\left(\frac{\omega d}{\nu}\right)^{0.8}\left(\frac{\mu Cp}{\lambda}\right)^{0.4}\left(\frac{\frac{\mu Cp}{\lambda}}{\frac{\mu_{ct} Cp_{ct}}{\lambda_{ct}}}\right)^{0.25} \quad (2.28)$$

Розв'язуючи останнє рівняння відносно  $\alpha$ , знайдемо числове значення коефіцієнта тепловіддачі від рідини до стінки труби.

Для загальної орієнтації наведемо порядок значення коефіцієнтів тепловіддачі  $\alpha$  (Вт/(м<sup>2</sup>·К)) для основних випадків конвективного теплообміну:

вільна конвекція в газах	10....20,
вимушена конвекція в газах	50....100,
вільна конвекція в рідинах	500....800,
вимушена конвекція в рідинах	1000....5000,
тепловіддача при кипінні та конденсації	5000....20000.

## 2.4. Теплообмін випромінюванням

Теплообмін випромінюванням – це форма перенесення енергії між тілами (середовищами), що безпосередньо не стикаються між собою. Цей процес складається з випромінювання, поглинання і перенесення випромінювання.

Виникнення потоку енергії внаслідок перетворення внутрішньої енергії випромінюваного тіла в енергію випромінюваних ним фотонів або електромагнітних хвиль (в енергію випромінювання) називається випромінюванням. Цей процес відбувається при будь-якій температурі тіл, яка не дорівнює абсолютному нулю.

Одночасно з виникненням випромінювання в тілі спостерігається процес перетворення енергії фотонів або електромагнітних хвиль, що випромінюються іншими середовищами (тілами) і, взаємодіючи з розглядуваним тілом, перетворюються у внутрішню енергію цього тіла. Цей процес, що також ніколи не припиняється, коли температура тіла не дорівнює абсолютному нулю, називається поглинанням.

Процес поширення випромінювання в просторі називається перенесенням випромінювання.

Сума власного випромінювання і відбитого променя, що випромінюється тілом, називається ефективним випромінюванням.

Кількість енергії випромінювання, яка переноситься за одиницю часу через довільну поверхню, називається потоком випромінювання  $Q$ . Розрізняють потоки власного випромінювання  $Q_0$ , поглинутого  $Q_a$ , відбитого  $Q_R$  і випромінювання, що пропускається,  $Q_D$  (рис. 2.2).

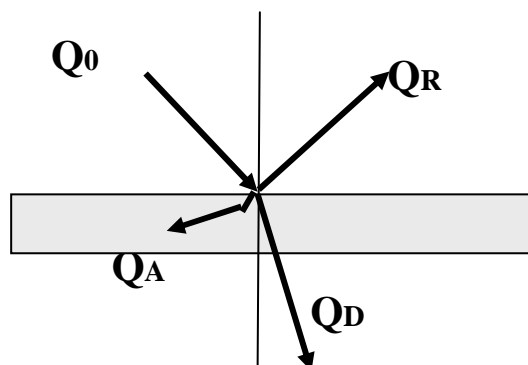


Рис. 2.2 - Схема розподілу падаючої променистої енергії

Баланс потоків випромінювання у загальному випадку

$$Q_0 = Q_A + Q_R + Q_D. \quad (2.29)$$

Увівши поняття поглинальної здатності  $A = \frac{Q_A}{Q_0}$ , відбивної  $R = \frac{Q_R}{Q_0}$  і

пропускну здатності  $D = \frac{Q_D}{Q_0}$  тіла (середовища), рівняння (2.29) можна пере-

писати у вигляді

$$A + R + D = 1. \quad (2.30)$$

Тіло, яке повністю поглинає все випромінювання, що падає на нього, незалежно від напрямку випромінювання і його спектрального складу, не відбиваючи і не пропускаючи крізь себе, називається абсолютно чорним тілом ( $A=1$ ).

Тіло (середовища), яке повністю пропускає крізь себе будь-яке випромінювання, що падає на нього, називається прозорим, або діатермічним ( $D=1$ ).

Тіла, які відбивають усе випромінювання, що падає на них, називають абсолютно білими ( $R=1$ ). У природі немає “абсолютних” тіл, але деякі реальні тіла за своїми властивостями близькі до них. Більшість тіл у природі сірі.

Випромінювання, яке поширюється в різних напрямках у межах півсферичного випромінювання, називається півсферичним. Потік півсферичного випромінювання, що проходить крізь одиницю поверхні, називається густиною потоку випромінювання,  $Вт/м^2$ :

$$E = \frac{dQ}{dF}. \quad (2.31)$$

Потік випромінювання, який поширюється в певному напрямі, віднесений до одиниці елементарного тілесного кута, віссю якого є вибраний напрям, і до одиниці поверхні, розміщеної у даній точці перпендикулярно до цього напрямку, називається інтенсивністю (яскравістю) випромінювання, Вт/(ср·м<sup>2</sup>):

$$I = \frac{d^2Q}{dF d\omega dF d\omega}, \quad (2.32)$$

де  $d\omega$  – елементарний тілесний кут;  $\varphi$  - кут між напрямом випромінювання і нормаллю до площадки  $dF$ .

Теплообмін випромінювання описується законами Стефана - Больцмана, Кірхгофа і Ламберта.

Теплове випромінювання залежить від температури тіла. Енергія випромінювання абсолютно чорного тіла згідно із законом Стефана – Больцмана визначається з такого відношення, Вт/м<sup>2</sup>:

$$E_0 = \sigma_0 T^4 = C_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4, \quad (2.33)$$

де  $\sigma_0$  – стала випромінювання абсолютно чорного тіла,  $\sigma_0=5,6 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>К<sup>4</sup>).  $C_0 = 5,6$  Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>) – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

Для сірих тіл коефіцієнт випромінювання  $C < C_0$  і залежить від температури. У цьому випадку енергію випромінювання визначають з виразу, Вт/м<sup>2</sup>

$$E = \varepsilon \cdot C_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4, \quad (2.34)$$

де  $\varepsilon$  - ступінь чорноти сірого тіла, який показує відношення енергії випромінювання сірих і абсолютно чорних тіл.

Максимальне випромінювання з одиниці поверхні тіла згідно із законом Ламберта буде в напрямку до неї  $E_n$ . Якщо теплові промені падають на тіло під кутом  $\varphi$ , то кількість енергії, спрямована на одиницю поверхні тіла, визначається з виразу

$$E_\varphi = E_n \cos\varphi. \quad (2.35)$$

Законом Кірхгофа встановлюється відношення випромінюваної здатності  $E$  до його поглинаючої здатності  $A$ . Це відношення для всіх тіл незмінне і дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла  $E_0$  при тій самій температурі:

$$\frac{E}{A} = E_0. \quad (2.36)$$

У зв'язку з тим, що  $\frac{E}{E_0} = \varepsilon$ , то для сірих тіл  $A = \varepsilon$ , тобто поглинаюча

здатність тіла чисельно дорівнює ступеню його чорноти.

У процесі променистого теплообміну між двома тілами результуючу кількість енергії визначають як різницю між енергією, що випромінюється тілом, і енергією, що ним поглинається:

$$Q_{1-2} = C_{зв} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1 \phi_{1-2}, \quad (2.37)$$

де  $C_{зв}$  – зведений коефіцієнт випромінювання;  $Q_{1-2}$  – результуюче випромінювання енергії першого тіла на друге, Вт;  $T_1, T_2$  – абсолютна температура тіл, К;  $F$  – поверхня випромінювання тіла,  $m^2$ ;  $\phi_{1-2}$  – коефіцієнт опромінення другого тіла першим, який показує частку енергії, випромінюваної першим тілом, яка падає на друге.

При довільному розташуванні поверхонь двох тіл зведений коефіцієнт випромінювання розраховують за формулою

$$C_{зв} = 5.67 \varepsilon_1 \varepsilon_2, \quad (2.38)$$

де  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – ступінь чорноти першого і другого тіла.

Розрахункова формула для променистого теплообміну між тілом та навколишнім середовищем з урахуванням впливу випромінювання сонця визначають за формулою, Вт

$$Q_{1-2} = \varepsilon_1 C_0 F \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] - A_{1(s)} F_0 F_s. \quad (2.39)$$

Тут  $F$  – поверхня тіла, яке випромінює енергію,  $m^2$ ;  $T_1, T_2$  – температура тіла і навколишнього простору, К;  $A_{1(s)}$  – поглинаюча здатність тіла відносно сонячного проміння;  $F_s$  – опромінювальна здатність сонця, Вт/ $m^2$ ;  $F_0$  – поверхня тіла, яку освітлює сонце,  $m^2$ .

Значення опромінювальної здатності сонця і поглинаючої здатності різних матеріалів щодо сонячного проміння подаються у спеціальній літературі.

## 2.5. Теплопередача

Теплопередача – це складний процес теплообміну, в якому окремі види теплообміну (теплопровідність, конвекція й теплове випромінювання) відбуваються одночасно і взаємно впливають один на одиний.

Розглянемо процес теплопередачі через поверхню теплообміну (рис. 2.3)



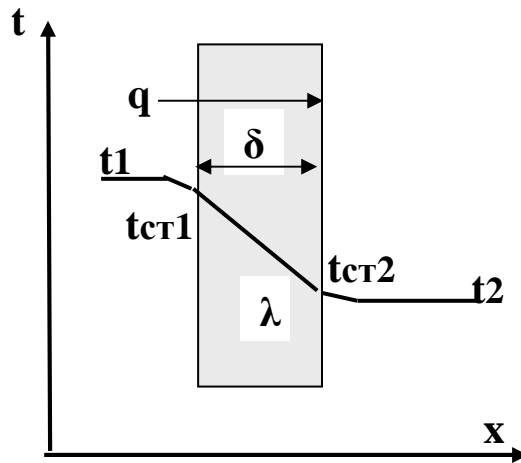


Рис. 2.3 - Теплопередача через плоску стінку

Теплота передається від гріючого теплоносія з температурою  $t_1$  до нагріваного теплоносія з температурою  $t_2$ . При цьому температура стінки з боку гріючого теплоносія  $t_{ct1}$ , а з боку нагріваного теплоносія  $t_{ct2}$ . У загальному випадку тепловіддача від гріючого теплоносія до поверхні стінки може відбуватися одночасно конвекцією і тепловим випромінюванням. Але для інженерних розрахунків кожухотрубних теплообмінних апаратів значенням теплового випромінювання, яке значно менше за теплоту, передану конвекцією, можна знехтувати, так само як при передачі теплоти від стінки до нагріваного теплоносія. Тоді під  $\alpha_1$  розуміють коефіцієнт тепловіддачі від гріючого теплоносія з середньою температурою  $t_1$  до стінки за допомогою конвекції. Густина теплового потоку при цьому

$$q = \frac{t_1 - t_{ct1}}{\frac{1}{\alpha_1}}. \quad (2.40)$$

Цей тепловий потік далі передається в стінці теплопровідністю

$$q = \frac{t_{ct1} - t_{ct2}}{\frac{\delta}{\lambda}}. \quad (2.41)$$

Від стінки з температурою  $t_{ct2}$  теплота конвекцією передається до нагріваного теплоносія із середньою температурою  $t_2$

$$q = \frac{t_{ct2} - t_2}{\frac{1}{\alpha_2}}, \quad (2.42)$$

де  $\alpha_2$  – коефіцієнт тепловіддачі від стінки до нагріваного теплоносія за допомогою конвекції, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

Знайдені рівняння можна записати так:

$$t_1 - t_{ct1} = q \frac{1}{\alpha_1};$$

$$t_{ct1} - t_{ct2} = q \frac{\delta}{\lambda};$$

$$t_{ct2} - t_2 = q \frac{1}{\alpha_2}.$$

Додаючи рівняння почленно, дістанемо:

$$t_1 - t_2 = q \left( \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right). \quad (2.43)$$

Для багат шарової стінки аналогічно можна одержати рівняння:

$$t_1 - t_2 = q \left( \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \right), \quad (2.44)$$

де  $\delta_i$  - товщина  $i$ -го шару стінки, м;  $\lambda_i$  - теплопровідність  $i$ -го шару стінки, Вт/(м·К).

Звідси

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad [\text{Вт/м}^2] . \quad (2.45)$$

Величина

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad [\text{Вт/м}^2 \cdot \text{К}] \quad (2.46)$$

називається коефіцієнтом теплопередачі.

Величина, обернена до коефіцієнта теплопередачі  $K$ , називається термічним опором  $R$ ,

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \quad [\text{м}^2 \cdot \text{К/Вт}], \quad (2.47)$$

або

$$R = R_1 + \sum R_{ct} + R_2 . \quad (2.48)$$

Для багат шарової циліндричної поверхні тепловий потік, віднесений до 1 м труби,

$$q_l = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi \lambda_i} \ln \frac{\alpha_{i+1}}{\alpha_i} + \frac{1}{\pi d_{n+1} \alpha_2}} \quad [\text{Вт/м}]. \quad (2.49)$$

Коефіцієнт теплопередачі в цьому випадку

$$K_1 = \frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi \lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\pi d_{n+1} \alpha_2} \text{ [Вт/(м}^2 \cdot \text{К)]}. \quad (2.50)$$

Значення коефіцієнтів  $\alpha_1, \alpha_2, \lambda$  розраховують за формулами, наведеними раніше, або приймають з довідників. За відсутності таких даних їх визначають експериментально.

Значення коефіцієнтів теплопередачі для різних процесів, які зустрічаються в теплообмінних апаратах, що використовуються в інженерних системах, мережах, в котельних, електростанціях і теплових пунктах, наведені в табл. 2.2.

Таблиця 2.2 - Коефіцієнт теплопередачі для різних процесів К, Вт/(м<sup>2</sup>·К)

Теплопередача	Вимушена течія	Вільна течія
Від рідини до рідини	800...1700	140...340
Від газу до газу	10...60	6...20
Від пари, що конденсується, до газу /при малих тисках/	10...60	6...12
Від пари, що конденсується, до води	800...3500	300...1200

## 2.6. Призначення, класифікація та розрахунок теплообмінних апаратів

Призначення та класифікація теплообмінних апаратів. Теплообмінним апаратом називається пристрій, в якому відбувається передача теплоти від одного теплоносія до іншого.

За принципом дії теплообмінні апарати можна поділити на рекуперативні, регенеративні й змішувальні. В рекуперативних і регенеративних теплообмінних апаратах здійснюється теплообмін робочої рідини (газу) з поверхнею твердого тіла, тому їх називають ще поверхневими теплообмінниками.

Апарати, в яких теплота передається при безпосередньому стиканні гарячого й холодного теплоносіїв, називаються змішувальними теплообмінниками.

Крім того, розроблені теплообмінні пристрої, в яких теплоносії нагріваються за рахунок внутрішніх джерел теплоти. Прикладом таких теплообмінних апаратів є електрокалорифери, ядерні реактори тощо.

У регенеративних теплообмінних апаратах та сама поверхня теплообміну (насадка) по чергово омивається гарячим і холодним теплоносіями. При цьому насадка (керамічна, металева чи інша) може бути нерухомою, а поперемінне проходження гріючого і нагріваного теплоносіїв через регенератор здійснюється за допомогою перекидних клапанів, або насадка може бути рухомою, а потоки гріючого і нагріваного теплоносіїв постійними.

У рекуперативних теплообмінниках гарячий і холодний теплоносії проходять одночасно і теплота передається постійно через розділяючу стінку.

У рекуперативних теплообмінниках процес теплообміну відбувається при стаціонарному режимі, а в рекуперативних – при нестаціонарному.

У системах тепlopостачання, опалювання, вентиляції та кондиціонування повітря широко застосовують рекуперативні теплообмінні апарати: кожухотрубні (швидкісний водопідігрівник), пластинчасті, повітропідігрівачі, опалювальні пристрої. Їх влаштування і робота наведені в подальших підрозділах.

Розрахунок теплообмінних апаратів. Розрахунок теплообмінних апаратів буває тепловий, гідродинамічний, конструктивний, механічний. Далі розглядатимемо тепловий розрахунок.

Розрізняють два види теплових розрахунків теплообмінників: проектний і перевірочний.

Мета перевірочного розрахунку – визначення кінцевих температур теплоносіїв і кількості переданої теплоти за відомими початковими параметрами теплоносіїв і поверхні теплообміну.

Основний вид теплових розрахунків – проектний. Метою проектного розрахунку є визначення потрібної поверхні нагрівання і конструктивних розмірів теплообмінника за відомими початковими і кінцевими температурами теплоносіїв і заданою кількістю переданої теплоти.

В основі теплового розрахунку лежить спільне розв'язування рівнянь теплового балансу й теплообміну.

Тепловий потік, переданий у теплообміннику від одного теплоносія до іншого, визначається з рівняння теплового балансу, Вт

$$Q = G_1 C_1 (t'_1 - t''_1) = G_2 C_2 (t'_2 - t''_2), \quad (2.51)$$

де  $G_1, G_2$  - масова витрата відповідно гріючого і нагрівного теплоносія, кг/с;

$C_1, C_2$  - середні питомі теплоємкості теплоносіїв, Дж/(кг·К);

$t'_1, t''_1$  - температура гріючого теплоносія відповідно на вході й виході з теплообмінника, К;

$t'_2, t''_2$  - температура нагрівного теплоносія на вході й виході з теплообмінника, К.

Тепловий потік, переданий через поверхню  $F$ , визначається з рівняння

$$Q = FK\Delta t, \quad (2.52)$$

де  $K$  – середнє значення коефіцієнта теплопередачі (у багатьох випадках коефіцієнт теплопередачі можна вважати сталим за всією поверхнею нагрівання), Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\Delta t$  - середній температурний напір по всій поверхні, К.

Остання величина залежить від напрямку руху теплоносіїв, який буває прямоточний, протиточний, поперечний і змішаний (комбінація з вказаних рухів).

При прямотечії обидва теплоносії (гріючий і нагрівний) рухаються вздовж поверхні теплопередачі паралельно один одному в одному напрямі

(рис.2.4,а); при протитечії теплоносії рухаються паралельно один одному в протилежних напрямках (рис. 2.4,б); при поперечній течії гріючий і нагрівний теплоносії рухаються під прямим кутом один до одного (рис. 2.4,в); а при змішаній течії в одних частинах теплообмінника рухаються прямоточно, а інших протиточно.

Середній температурний напір для прямоточного й протиточного напрямків руху теплоносіїв визначають як середній логарифмічний температурний напір згідно з рівнянням

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{M}}{2.3 \lg \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{M}}} \quad (2.53)$$

Для прямотоку

$$\Delta t_{\delta} = t'_1 - t'_2,$$

$$\Delta t_{M} = t''_1 - t''_2.$$

для протитоку

$$\Delta t_{\delta} = t''_1 - t'_2;$$

$$\Delta t_{M} = t'_1 - t''_2.$$

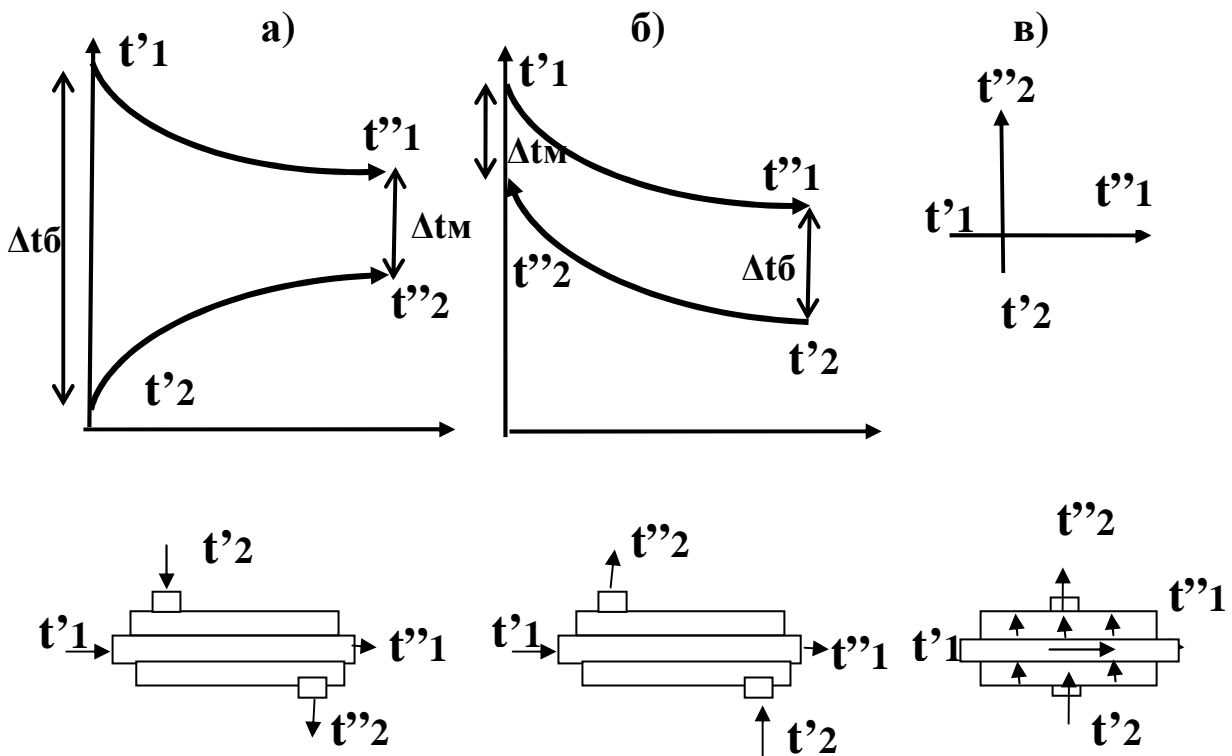


Рис. 2.4 - Схеми руху теплоносіїв: а - прямоточний; б - протиточний; в – поперечний

Для схем поперечної й змішаної течії теплоносіїв температурний напір можна визначити за формулою

$$\Delta t_{\Pi,3} = \varphi \Delta t_{cp}, \quad (2.54)$$

де  $\varphi$  - поправочний коефіцієнт, який можна визначити згідно з [10];  $\Delta t_{cp}$  - середній логарифмічний температурний напір для протитоку.

Коефіцієнт теплопередачі  $K$  визначають за формулами (2.46) - (2.50). При цьому треба враховувати термічний напір забруднень або відкладень, що утворюються в процесі експлуатації з кожного боку теплообмінної поверхні.

З урахуванням цього необхідна площа поверхні теплопередачі теплообмінника,  $m^2$

$$F = \frac{Q}{\Delta t \left( \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{\delta_{заг1}}{\lambda_{заг1}} + \frac{\delta_{заг2}}{\lambda_{заг2}} + \frac{1}{\alpha_2} \right)}, \quad (2.55)$$

де  $\delta_{заг1}, \delta_{заг2}$  - товщина шару забруднень або відкладень з одного або іншого боку стінки, м;  $\lambda_{заг1}, \lambda_{заг2}$  - теплопровідність забруднень, Вт/(м·К).

Значення величин  $\delta_{заг1}, \lambda_{заг2}$  або  $R_{заг} = \frac{\delta_{заг}}{\lambda_{заг}}$  наводяться у відповідній довідковій літературі.

Поверхню теплопередачі можна обчислювати за формулою,  $m^2$

$$F = \varphi_1 \frac{Q}{\Delta t \left( \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_2} \right)}, \quad (2.56)$$

де  $\varphi_1$  - коефіцієнт запасу поверхні на забруднення, який беруть з довідкової літератури.

## Контрольні запитання до глав 1, 2

1. Назвіть основні термодинамічні параметри.
2. Наведіть рівняння Клапейрона.
3. Поясніть перший закон термодинаміки.
4. Назвіть і поясніть існуючі термодинамічні процеси.
5. Сутність другого закону термодинаміки.
6. Поясніть цикл паросилової установки.
7. Назвіть види і режими руху рідин і газів.
8. Запишіть і поясніть рівняння нерозривності потоку.
9. Рівняння Бернуллі та його фізична сутність.
10. Як розрахувати втрати тиску через тертя та у місцевих опорах при русі рідин і газів?
11. Поясніть фізичну сутність теплопровідності і наведіть рівняння Фур'є.
12. У чому полягає процес конвективного теплообміну? Критеріальне рівняння конвективного теплообміну.
13. Назвіть основні закони теплового випромінювання.
14. Назвіть послідовність операцій при тепловому розрахунку теплообмінного апарата.