

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ АГРАРНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**



***ГІДРАВЛІКА ТА ТЕПЛОТЕХНІКА***

***КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ***

**СУМИ 2022**



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ АГРАРНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
Інженерно-технологічний факультет  
Кафедра „Енергетика та електротехнічні системи”

## ***ГІДРАВЛІКА ТА ТЕПЛОТЕХНІКА***

### ***КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ***

*для здобувачів вищої освіти спеціальності 208 «Агроінженерія»  
для першого (бакалаврського) рівня вищої освіти, ступеня вищої освіти  
«Бакалавр» для студентів денної та заочної форм навчання*

СУМИ 2022

**УДК 536+621.1  
М54**

**Укладачі:** **Сіренко В.Ф.**, к.т.н., доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем;  
**Сіренко Ю.В.**, PhD, доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем;  
**Василенко М.В.**, завідувач лабораторією енергетики та електротехнічних систем.

**Автори:** **Сіренко В.Ф., Сіренко Ю.В., Василенко М.В.**  
**М54 Науково-методичне забезпечення навчального процесу: Гідравліка та теплотехніка.** Конспект лекцій для здобувачів вищої освіти спеціальності 208 «Агроінженерія» для першого (бакалаврського) рівня вищої освіти, ступеня вищої освіти «Бакалавр» для студентів денної та заочної форм навчання - Суми, 2022. - 112 с.

Конспект лекцій складається з 8 лекцій, в яких розглянуто теоретичний матеріал з 15 тем, починаючи з вступної «Вступ до курсу, робоче тіло і параметри його стану, властивості рідини» до заключної «Складний теплообмін. Теплообмінні апарати та їх розрахунок». В цьому діапазоні розглянуті такі характерні питання, які торкаються основних законів термодинаміки та гідравліки, фізичні властивості рідини, гідростатика, режими руху рідини, основних термодинамічних процесів, теоретичних циклів ДВЗ, ГТУ, ПСУ, холодильних установок, термодинаміки компресорів, теплопередачі в теплообмінних апаратах.

**Рецензенти:**

**Чепіжний А.В.** – к.т.н., доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем СНАУ;  
**Соларьов О.О.** – к.т.н., доцент кафедри транспортних технологій СНАУ.

**Відповідальний за випуск:**

**Сіренко Ю.В.**, PhD, доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем СНАУ.

Рекомендовано до видання навчально-методичною радою інженерно-технологічного факультету СНАУ. Протокол № 3 від „28” листопада 2022 року.

## Лекція 1. Вступ до курсу, основні поняття та визначення, властивості рідини.

1.1. Робоче тіло і параметри його стану.

1.2. Газові суміші.

1.3. Теплоємність газів.

1.4. Наука гідравліка, основні терміни та параметри, які характеризують рідину.

1.5. Фізичні властивості рідини.

Сучасне виробництво і побут не можна уявити без використання теплоти.

Теплова енергія є одним з основних видів енергії, що її споживає людство.

Використання вогню (теплоти) розширило область розселення людини по землі – їй стали не страшні холод і непогода більш північних районів, легше стало вести боротьбу з ворогами, підвищилася якість їжі (страви стали більш поживними, смачними, знешкодженими – позбавленими інфекційних збудників та інших шкідливих елементів).

Перші землероби вогнем відвойовували у лісів землю під посіви, вогонь допомагав створити металеві знаряддя праці та домашнього вжитку.

Тиск розжарених газів, що утворюється під час згорання порошу, було покладено в основу дії вогнепальної зброї (Китай), яка забезпечила значні переваги людини над дикими тваринами не лише для захисту від нападу, а й для успішного полювання.

У всі часи використання вогню людство намагалося зрозуміти і пізнати таке явище як теплота, Найбільш суттєві вивчення теплоти відбулося в епоху появи парових двигунів, а за ними ДВЗ, газотурбінних і ракетних двигунів.

Та тільки в кінці XVI ст. було відкрите явище розширення повітря при нагріванні. В 1597 році Галілей (італієць) сконструював прилад **термоскоп**, за допомогою якого можна було визначити ступінь нагрівання тіл (прообраз сучасних термометрів).

У XVIII ст. з'явилася молекулярно-кінетична теорія теплоти.

Її основою стало твердження про те, що всі тіла – тверді, рідкі і газоподібні складаються з мікрочастинок (молекул, атомів), які знаходяться у постійному русі і інтенсивність цього руху визначає тепловий стан тіла. Ця теорія виникла ще у 20-х роках XVIII ст. її автори – росіянин М.В. Ломоносов, німецький фізик Крістіан Вольф, американець Румфорд. Вони розглядали теплоту, як форму

руху матерії – тобто – рух атомів і молекул в тілах.

Молекули в той час називались *корпускулами*. Було доведено, що природа теплоти полягає саме у внутрішньому русі корпускул тіл.

Ломоносов об'єднав закон збереження речовини і руху (енергії).

Таким чином, **теплота** – є одним із видів енергії, яку використовує людство. Сучасна наука виділяє такі види енергії: механічна; теплова; електромагнітна, хімічна, ядерна.

Програма даного курсу передбачає, що майбутньому інженеру-механіку по своїй спеціальності доведеться працювати в галузі енергетики, тому він повинен досить глибоко вивчити складові енергетичної галузі.

**Енергетика** – це галузь народного господарства, що виробляє, перетворює, передає, розподіляє і споживає енергію у різних її формах (енергоресурси і енергоносії усіх видів).

Розвиток енергетики впливає на різні компоненти природного середовища (атмосферу, гідросферу, літосферу). Нині постає актуальна проблема взаємовпливу енергетики і довкілля. Складовою частиною енергетики є теплотехніка.

**Теплотехніка** – це галузь техніки і науки, що вивчає методи одержання, переробки передачі і використання теплоти, а також принципи дії і конструктивні особливості машин і апаратів, призначених для цього.

Курс теплотехніки складається з 3-х частин:

- 1) Теоретичні основи теплотехніки (термодинаміка і теорія теплообміну).
- 2) Теплоенергетичні машини і установки.
- 3) Застосування теплоти в аграрному виробництві.

**Термодинаміка** (з грецької termos – тепло, dynamos – сила) – це наука про рушійну силу вогню, яка вивчає закони перетворення енергії в різних фізико-хімічних процесах, що супроводяться виділенням і поглинанням теплоти.

Розрізняють фізичну, хімічну термодинаміку, термодинаміку біологічних систем і технічну термодинаміку.

**Технічна термодинаміка** – наука, яка вивчає закони взаємоперетворення теплової і механічної енергії, а також властивості тіл, за допомогою яких відбуваються ці перетворення. На її основі здійснюють розрахунки і проектування усіх теплових двигунів – парових, газотурбінних, ракетних

двигунів, ДВЗ, технологічного обладнання – компресорних машин, сушильних і холодильних установок.

### **1.1. Робоче тіло і параметри його стану.**

#### **1. Основні поняття та визначення.**

#### **2. Основні газові закони.**

#### **3. Рівняння стану для ідеального і реального газів.**

Термодинаміка вивчає макроскопічні об'єкти, що мають назву **термодинамічні системи (ТДС).**

**Т.Д.С.** – це сукупність матеріальних тіл, що знаходяться в енергетичній взаємодії між собою і середовищем, тобто обмінюються енергією (і речовиною). Тіла, які не входять в систему називаються оточуючим середовищем. Системи відділяють від оточуючого середовища контрольною поверхнею.

Типовим прикладом термодинамічної системи є робоче тіло (суміш газів), що знаходиться в циліндрі двигуна і відділене поршнем від навколишнього середовища.

Т.Д.С., яка не обмінюється енергією з оточуючим середовищем, називається ізолюваною.

Часто однорідну систему, що складається з однієї фази речовини називають гомогенною. Система, яка складається з декількох гомогенних систем з різними фізичними властивостями і має поверхню поділу називається гетерогенною.

Тіла, за допомогою яких теплота перетворюється в роботу, називаються **робочими тілами** (у термодинаміці це ***гази, пара води, повітря***), які здатні значно змінювати свій об'єм при зміні зовнішніх умов.

Робоче тіло в тепловій машині одержує теплоту взаємодіючи з більш нагрітим тілом. Тіло, яке віддає теплоту робочому тілу і при цьому не змінює свою температуру називається верхнім джерелом теплоти. Тіло, яке одержує теплоту від робочого тіла і не змінює свою температуру називається нижнім джерелом теплоти.

**Термодинамічний процес** – це перехід термодинамічної системи (робочого тіла) з одного стану в інший під впливом зовнішніх дій.

Стан системи в термодинаміці обумовлюється сукупністю значень,

характерних для неї макроскопічних величин, що мають назву **параметри стану**. Основними серед них є абсолютний тиск  $p$ , питомий об'єм  $v$ , абсолютна температура  $T$  (це, так звані, термічні параметри). Крім них використовуються ще калоричні параметри: внутрішня енергія  $U$ , ентальпія  $I$ , ентропія  $S$ .

**Температура газу** – (фізична величина) міра інтенсивності теплового руху молекул (середньої кінетичної енергії поступального і обертового руху молекул тіла а також коливального руху атомів в молекулах), характеризує ступінь нагрітості тіла:

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

де  $m$  – маса молекул;

$c^2$  – середня квадратична швидкість поступального руху молекул;

$k$  – стала Больцмана,  $k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ ;

$T$  – температура газу,  $K$ .

В термодинаміці прийняті дві шкали вимірювання температури – емпірична – шкала Цельсія ( $t$ ,  $^{\circ}C$ ) і абсолютна – шкала Кельвіна ( $T$ ,  $K$ ).

Термодинамічна температурна шкала має (прийняті) три постійні точки:

**1 точка** – температура замерзання води –  $0^{\circ}C$ ,  $273 K$ , ( $32^{\circ}$  Фаренгейта);

**2** – температура закипання води  $100^{\circ}C$ , ( $210^{\circ}$  Фаренгейта);

**3** – Абсолютний нуль температур –  $273,15^{\circ}C = 0 K$ .

Для води характерна, так звана, потрійна точка води.

Потрійна точка води – це такий стан води, при якому тверда, рідка і газоподібна її фази знаходяться в рівновазі, йому відповідає температура  $273,16 K$ , або  $0,01^{\circ}C$ .

В інженерних розрахунках користуються абсолютною температурою, яка може бути визначена як:  $T = 273 + t^{\circ}C$ ,  $K$ .

**Тиск** – сила ударів усіх молекул, що діє на одиницю поверхні.

$$p = \frac{F}{S} = \frac{2}{3} n \frac{mc^2}{2},$$

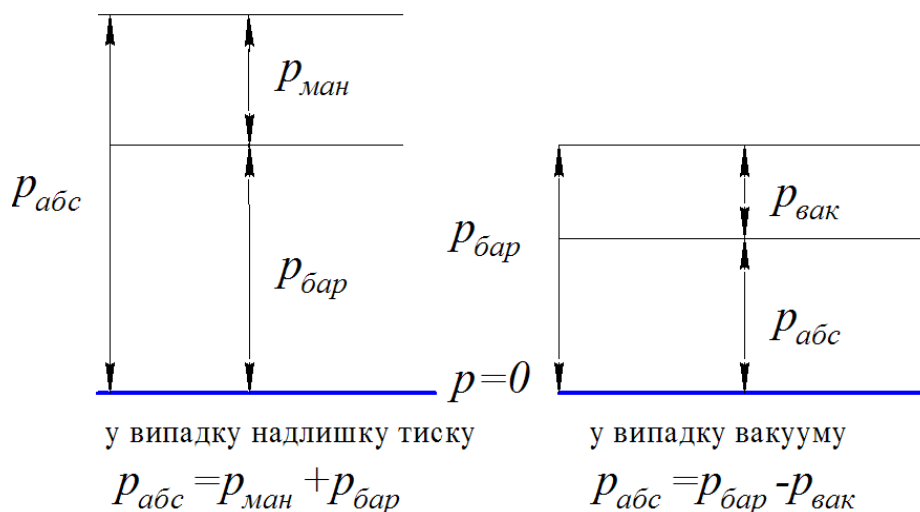
де  $n$  – число молекул в одиниці об'єму;

$m$  – маса молекул;

$c^2$  – середня квадратична швидкість поступального руху молекул.

В системі СІ тиск вимірюється в *Па*.  $1\text{Па} = 1\text{ Н/м}^2$ ;  $1\text{кПа} = 10^3\text{ Па}$ ;  $1\text{МПа} = 10^6\text{ Па}$ .

Параметром стану є, так званий, абсолютний тиск  $p_{абс}$  на відміну від манометричного і барометричного тисків. Зв'язок між ними:



Питомий об'єм – це об'єм одиниці маси речовини.  $\nu = \frac{V}{m}, \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$ .

Величина, обернена до питомого об'єму, називається густиною:

$$\rho = \frac{1}{\nu} = \frac{m}{V}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \text{ отже маємо: } \rho\nu = 1; m = V\rho; V = m\nu.$$

В термодинамічних розрахунках часто користуються молярним об'ємом  $V_\mu$ ;

$$V_\mu = \mu V, \frac{\text{кг}}{\text{моль}},$$

де  $\mu$  - молярна маса речовини (газу).

**Моль** – кількість речовини, яка містить стільки ж молекул, скільки міститься атомів у  $0,012\text{ кг}$  вуглецю, тобто  $6,022 \cdot 10^{23}$  – число Авогадро.

### Основні співвідношення параметрів (основні газові закони).

1. При постійній температурі  $T = \text{const}$ ,  $p\nu = \text{const}$  - закон Бойля-Маріотта.

Добуток об'єму даної маси ідеального газу на його тиск постійний при постійній температурі:  $p_1\nu_1 = p_2\nu_2$ , або  $\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{p_1}{p_2}$ , або  $p\nu = \text{const}$  (для  $1\text{ кг}$  газу) (Р.

Бойль в 1662, Є. Маріотт у 1676 р. незалежно один від одного відкрили цей закон).

2. При постійному тискові  $p = \text{const}$ :  $\frac{v}{T} = \text{const}$ , або  $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$  - закон Гей-

Люссака.

Об'єм даної маси ідеального газу при  $p = \text{const}$  при збільшенні температури зростає лінійно (відкритий у 1802 році).

3. При постійному об'ємі  $V = \text{const}$ :  $\frac{p}{T} = \text{const}$ , або  $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$  - закон Шарля.

Тиск ідеального газу незмінної маси і об'єму при нагріванні зростає лінійно.

При однакових фізичних умовах в об'ємі  $1$  моля різних газів знаходиться однакове число молекул  $N_\mu$ , яке називають числом Авогадро.

Для всіх газів при однакових  $p$ ,  $V$  і  $T$  число молекул  $N_\mu$  - однакове. Це положення складає зміст закону Авогадро, згідно якого всі гази при однакових  $p$  і  $T$  вміщують в однакових об'ємах однакове число молекул. Із закону маємо, що густини газів при однакових  $p$  і  $T$  пропорційні їх молярним масам  $\mu$ , тобто

$$\frac{\mu_1}{\rho_1} = \frac{\mu_2}{\rho_2} \text{ або } \mu_1 v_1 = \mu_2 v_2. \text{ Добуток } \mu v \text{ є об'єм } 1 \text{ моля } V_\mu.$$

### Рівняння стану газів.

Ідеальним газом називається газ, молекули якого не взаємодіють одна з одною на відстані і мають (зникаюче) малі власні розміри.

Ідеальний газ – уявний газ, що складається з пружних молекул, між якими не діють сили взаємного тяжіння, а об'єм, зайнятий молекулами, досить малий порівняно з об'ємом відстані між молекулами.

При малій щільності реальних газів середня відстань між молекулами перевищує сили міжмолекулярного притягування, і такі гази (з великим наближенням) вважаються ідеальними.

Рівняння стану для  $1$  кг ідеального газу:

$$\frac{pv}{T} = \text{const} = R = \frac{R_\mu}{\mu}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Записане рівняння є рівнянням Клапейрона (1834 р.) Помноживши ліву і праву частину рівняння на  $m$ , отримаємо рівняння стану для довільної маси газу  $m$ , кг:

$$pV = mRT,$$

де  $R$  – характеристична газова стала,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ .

Рівнянню Клапейрона можна надати універсальну форму, якщо віднести газову сталу до одного кіломоля газу (тобто до кількості газу, маса якого в кг чисельно дорівнює молекулярній масі  $\mu$ ). Обумовивши, що  $V_\mu = \nu \mu$ , одержимо рівняння для 1 кіломоля:  $pV_\mu = R_\mu T$ . Помноживши ліву і праву частину на  $k$ , отримаємо рівняння Менделєєва-Клапейрона (1874 р.):  $pV = kR_\mu T$ ,

де  $V_\mu$  - об'єм кіломоля газу;

$k$  – кількість кіломолей газу;

$V$  – об'єм газу,  $\text{м}^3$ ;

$R_\mu$  – універсальна газова стала,  $R_\mu = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ .

За законом Авогадро об'єм 1 кмоль однаковий в однакових умовах для всіх ідеальних газів, і за нормальних фізичних умов ( $p = 760 \text{ мм. рт. ст.}$ ,  $t = 0^\circ \text{C}$ )

дорівнює  $22,4 \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}$ . Тоді при цих умовах завжди

$$R_\mu = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}. \text{ Тут } p = 760 \text{ мм. рт. ст.} = 101325$$

$\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$ ,  $t = 0^\circ \text{C}$ ,  $V_\mu = 22,4 \text{ м}^3$ . Таким чином, газова стала для 1 кг ідеального газу

$$R = \frac{8314}{\mu}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

**Реальні гази** складаються з молекул кінцевого об'єму, між якими діють сили притягання, відмінні від ідеальних. Наявність міжмолекулярних сил веде до того, що молекули наближаються між собою лише до деякої *min* відстані. Грубо можна вважати, що вільний для руху молекул об'єм буде дорівнювати  $\nu = b$ , де  $b$  - найменший об'єм, до якого можна стиснути 1 кг газу.

Сили молекул діють у тому ж напрямі, що й зовнішній тиск. Тому молекулярний тиск обернено пропорційний квадрату питомого об'єму:

$$p_{\text{мол}} = \frac{a}{\nu^2}, \text{ де } a - \text{ коефіцієнт пропорційності, що залежить від природи газу}$$

(враховує силову взаємодію). Звідси одержимо відоме рівняння Ван-дер-Ваальса:

$$p + \frac{a}{v^2} = \frac{RT}{v-b} \text{ або } \left( p + \frac{a}{v^2} \right) (v-b) = RT;$$

Його відкрив голландський фізик Ван-дер-Ваальс 1873 р. Рівняння Ван-дер-Ваальса з якісної сторони досить добре описує властивості реального газу, хоча результати чисельних розрахунків не завжди узгоджуються з експериментальними даними.

## 1.2. Газові суміші.

### 1. Поняття про газову суміш.

### 2. Парціальний тиск і парціальний об'єм компонентів газової суміші.

#### Закон Дальтона.

### 3. Способи завдання складу газової суміші.

### 4. Визначення основних термодинамічних характеристик газової суміші.

**Газова суміш** – це механічна суміш різних газів, які хімічно не реагують між собою. Завдяки хаотичному руху молекул, кожний компонент суміші рівномірно заповнює весь об'єм суміші і поводить себе так, нібито він один знаходиться в об'ємі, який займає суміш, чинячи при цьому на стінки ємності свій частковий, іншими словами, парціальний тиск. Таким чином, **парціальний тиск компонента суміші** – це тиск, який мав би даний компонент, якби він один знаходився в об'ємі суміші при температурі суміші.

Відповідно закону Дальтона сума парціальних тисків компонентів газової суміші дорівнює тиску всієї суміші.

$$p_{\text{сум}} = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i, \text{ Па.}$$

Крім парціального тиску розглядають також і **парціальний об'єм компонента газової суміші** – об'єм, який займав би даний компонент, якби він один знаходився під тиском суміші при температурі суміші.

$$V_{\text{сум}} = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i, \text{ м}^3 \text{ (закон Амага).}$$

Щоб використовувати рівняння стану для газової суміші потрібно знати її уявну газову сталу  $R_{\text{сум}}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ . Для цього потрібно знати склад суміші, який може бути заданим:

а) в масових частках:

$$q_i = \frac{m_i}{m_{\text{сум}}},$$

де  $m_i$  – маса  $i$  –го компонента суміші, кг;

$m_{\text{сум}}$  – маса суміші, кг.

б) в об'ємних частках:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{сум}}},$$

де  $V_i$  – об'єм  $i$  –го компонента суміші,  $\text{м}^3$ ;

$V_{\text{сум}}$  – об'єм суміші,  $\text{м}^3$ .

в) в мольних частках:

$$x_i = \frac{k_i}{k_{\text{сум}}},$$

де  $k_i$  – кількість кіломолей  $i$  – го компонента суміші;

$k_{\text{сум}}$  – кількість кіломолей суміші.

Між цими частками є чіткий зв'язок:

$$r_i = q_i \frac{R_i}{R_{\text{сум}}}, \text{ а } r_i = x_i.$$

При задаванні складу суміші в масових частках її уявна газова стала визначається як:

$$R_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^n q_i R_i, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

де  $R_i$  – характеристична газова стала  $i$  – го компонента суміші.

При задаванні складу суміші в об'ємних або мольних частках (так як  $r_i = x_i$ ) її уявна газова стала визначається як:

$$R_{\text{сум}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_i}}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

### 1.3. Теплоємність газів.

1. Поняття про теплоємність газу.

2. Характерні теплоємності газів.

3. Визначення кількості теплоти, що витрачається на нагрівання газу, через теплоємність.

1. Теплоємність газу у даному процесі  $c = \frac{dQ}{dT}$  або  $\frac{dq}{dT}$ . Відношення

кількості тепла  $dQ$ , одержаного газом при нескінченно малій зміні його стану, до зміни температури газу  $dT$ .

Розрізняють три види теплоємності:

1) питома масова теплоємність  $c$ , віднесена до 1 кг газу:

$$c = \frac{Q}{m\Delta T}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

де  $m$  – кількість газу в кг.

2) питома об'ємна теплоємність  $c'$ , віднесена до кількості газу, що міститься в 1 м<sup>3</sup> об'єму при нормальних умовах:

$$c' = \frac{Q}{V_H \Delta T}, \frac{\text{Дж}}{\text{нм}^3 \cdot \text{К}};$$

3) питома мольна теплоємність  $c_\mu$  газу:

$$c_\mu = \mu c = \frac{Q}{k\Delta T}, \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}},$$

де  $k$  – кількість кіломолей газу.

Теплоємність газу залежить від природи газу, від температури, тиску і від характеру процесу.

Для даного газу головним є те, що  $c = \varphi(T)$  і для деяких інтервалів температур теплоємність газів описується лінійною залежністю виду  $c(t) = a + bt$ , де  $a, b = \text{const}$ .

Між питомими теплоємностями існує такий зв'язок:

$$c = \frac{c'}{\rho_H} = \frac{\mu c}{\mu}; \text{ або } c' = c \rho_H = \frac{\mu c \cdot \rho_H}{\mu};$$

Оскільки теплоємність реального газу залежить від  $T$ , в термодинаміці розрізняють дійсну і середню теплоємність.

Дійсна теплоємність – така теплоємність газу, яку має газ при фактичній температурі  $t$ .

Середня теплоємність – це теплоємність, яка витрачається в процесі нагрівання 1 кг газу на 1 °С в інтервалі температур від  $t_1$  до  $t_2$ .

Важливу роль у термодинаміці мають ізохорна теплоємність (при  $V =$

$$\text{const}) c_v = \frac{dq_v}{dT} \text{ і ізобарна теплоємність при } p = \text{const } c_p = \frac{dq_p}{dT}.$$

Зв'язок між ізохорною та ізобарною теплоємностями відповідно до рівняння Майєра  $c_p - c_v = R$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ . Помноживши всі члени цього рівняння на  $\mu$

$$\text{отримаємо: } c_{\mu p} - c_{\mu v} = \mu R = R_\mu - \text{універсальна газова стала} - 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Так як  $R > 0$ , тоді завжди  $c_p > c_v$ . Фізична суть  $R$  – це робота  $l$  кг ідеального газу при зміні його температури на  $1^\circ\text{C}$  в процесі при  $p = \text{const}$ .

Важливе значення для подальших досліджень процесів у газах має величина  $k = \frac{c_p}{c_v}$  – показник адіабати. Очевидно  $k$  завжди більше 1. Таким чином

$$\text{маємо } k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + R}{c_v} = 1 + \frac{R}{c_v}. \text{ Звідси } c_v = \frac{1}{k-1} R; c_p = k c_v = \frac{k}{k-1} R, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Таким чином кількість теплоти, що витрачається на нагрівання газу, можна знайти як:  $Q = mc(T_2 - T_1)$ , Дж, або як:  $Q = Vc'(T_2 - T_1)$ , Дж, або як:  $Q = k\mu c(T_2 - T_1)$ , Дж.

#### 1.4. Наука гідравліка, основні терміни та параметри, які характеризують рідину.

##### 1. Наука гідравліка. Історія розвитку.

##### 2. Склад дисципліни.

**Гідравліка** - наука про закони руху та рівноваги рідин і способи використання цих законів для розв'язання інженерних задач. Важко уявити собі життя без води. Вода має велетенську енергію, людина з давніх часів використовує її для своїх потреб, будуючи для цього різноманітні гідравлічні споруди (зрошувальні канали, водопроводи, водяні млини, водопідйомні пристрої, гідроелектростанції та ін.), а також гідравлічні машини. Ця загальнотехнічна дисципліна нерозривно пов'язана з розвитком цілого ряду галузей народного господарства: гідромеліорації, гідроенергетики, водопостачання і каналізації, а також суднобудування, гідромашинобудування тощо.

**Гідравліка** - наука, що вивчає закони рівноваги й механічного руху рідини, що розробляє методи застосування цих законів для рішення завдань інженерної

практики. Назва «гідравліка» грецького походження, від слів «хюдор» - вода й «аулос» - труба, ринва, що значить «біг води по трубах». Вона охоплює питання руху води не тільки в трубах, але й у відкритих руслах (каналах, ріках), у гідротехнічних спорудженнях і різних гідравлічних системах. Гідравліка опирається на такі науки, як вища математика, фізика, теоретична механіка, нарисна геометрія й до деякої міри опір матеріалів. Найголовніші області застосування гідравліки - меліорація, гідротехніка, гідроенергетика, водопостачання й каналізація, машинобудування й т.д.

Основні закони гідравліки широко застосовують при проектуванні різних гідравлічних машин (насосів, гідродвигунів, гідравлічних передач), при розрахунках гідротехнічних споруд (це греблі, канали, зрошувальні системи, водозливи та ін.), розрахунках трубопроводів, гідравлічних систем і гідроприводів тощо.

Першою науковою працею з гідравліки, яка дійшла до нас і була написана за 250 років до нашої ери, була праця Архімеда „Про тіла, що плавають”, в якій розглянуто закони рівноваги рідини.

Найпростіші гідравлічні машини (водяні колеса) почали застосовувати понад 3000 років тому в Єгипті, Індії, Китаї для підймання води у зрошувальні канали і обертання жорен у млинах.

Найбільший досвід у питаннях гідравліки був накопичений в період будівництва іригаційних каналів, водяних млинів, водопроводів, гідравлічних машин та інших гідравлічних пристроїв.

Період відродження (це XV століття) розпочинається з наукових розробок Леонардо да Вінчі. Він поклав початок експериментальній гідравліці (дослідив витікання рідини через малий отвір, розглянув принцип дії гідравлічного преса, вивчав аеродинаміку літальних апаратів, висунув ідею використання відцентрової сили для подачі рідини (прообраз відцентрового насоса) та багато іншого.

У XVI – XVII століттях з’явилася праця Г. Галілея – “Міркування про тіла, що перебувають у воді, і про ті, що в ній рухаються”. Учень Г. Галілея Е. Торічеллі довів, що повітря чинить тиск на все, що є на землі, і визначив величину цього тиску – приблизно  $1 \text{ кг/см}^2$ . Він же винайшов ртутний барометр і вивів формулу для швидкості витікання рідини з отвору. Великий

французький учений Б. Паскаль відкрив один з основних законів гідростатики, в якому стверджується, що тиск, який створюється зовнішніми силами на вільній поверхні рідини, передається нею у всі сторони однаково. Цей закон використовують у конструкціях різних гідравлічних машин. На честь Б. Паскаля одиниця виміру тиску у міжнародній системі одиниць називається Паскаль (позначається Па). І. Ньютон висловив гіпотезу про внутрішнє тертя в рідині, що рухається, та встановив закон динамічної подібності рухомих потоків, який широко використовують у теорії моделювання.

XVIII століття – це початок теоретичної гідромеханіки. Значний вклад у її розвиток внесли члени Петербурзької академії наук: М. В. Ломоносов, Д. Бернуллі та Л. Ейлер. М. В. Ломоносов відкрив закон збереження речовини і енергії для рідини, що рухається, Д. Бернуллі одержав рівняння, яке встановлює зв'язок між тиском, швидкістю руху і геометричним положенням частинок для елементарної струминки ідеальної рідини. Рівняння Бернуллі належить до основного рівняння гідродинаміки. Л.Ейлер вивів диференціальні рівняння рівноваги і руху ідеальної рідини, обґрунтував теорію відцентрових машин. Застосування одержаних Д. Бернуллі й Л. Ейлером рівнянь на практиці було обмеженим. Їх дослідження в подальшому були розширені і продовжені.

У кінці XVIII і в XIX століттях вчені та інженери (А. Шезі, А. Дарсі, Ю. Вейсбах, Д. Вентурі, О. Рейнольдс та інші) на експериментах розпочали більш детально вивчати рух рідини в різних каналах, трубах, водозливах; досліджувати турбулентність потоку; втрати енергії в місцевих опорах; фільтрацію рідини через пористе середовище та ін. При цьому була одержана велика кількість емпіричних формул. Це був подальший розвиток експериментальної і прикладної гідравліки.

Особливо необхідно відмітити праці англійського фізика О. Рейнольдса, який уперше в 1883р. провів наочні досліди і визначив два режими руху рідини – ламінарний і турбулентний.

*Гідравліка складається з 3 розділів:*

1. *Гідростатики* – розділу, де вивчають рідину в стані спокою.
2. *Кінематики рідини*. У кінематиці розглядають зв'язок між геометричними характеристиками руху і часом, тобто визначають у даний момент швидкість у будь-якій точці рідини.

3. *Гідродинаміки* – розділ, в якому вивчають закони руху рідини залежно від прикладених до неї сил.

### 1.5. Фізичні властивості рідини.

**Рідина** – це фізичне тіло, що має властивість текучості, тобто властивість змінювати свою форму під дією навіть дуже малих сил, але на відміну від газів практично не змінювати свій об'єм при зміні тиску.

У звичайному стані рідина проявляє малий опір розриву і великий опір стисненню (має мале стиснення). Разом із тим рідина проявляє значний опір відносному руху сусідніх шарів (має в'язкість). У поняття «рідина» включають як рідини звичайні, що мають назву крапельні, так і гази, коли їх можна вважати як суцільне мало стиснене легко рухоме середовище.

У гідравліці розглядаються лише крапельні рідини. До них належать вода, нафта, гас, бензин, ртуть тощо. Газоподібні рідини – це повітря та інші гази – у звичайному стані крапель не утворюють. Основна відмінність крапельних рідин полягає у тому, що в більшості випадків їх розглядають як нестисливі.

Основними фізичними властивостями краплинних рідин є густина, питома вага, стисливість, об'ємне розширення і в'язкість. Крім того, рідини характеризуються великою рухливістю частинок внаслідок незначних сил міжмолекулярного зчеплення, великого опору стисненню і незначного опору-це маса рідини в одиниці її об'єму.

**Густина** – відношення маси рідини  $m$  до об'єму  $V$ , який вона займає. Густину рідини визначають за формулою:

$$\rho = \frac{m}{V},$$

Одиниця густини в системі СІ –  $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ .

Густина води при температурі  $t = 4^\circ\text{C}$   $\rho_e = 1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ .

**Питома вага**  $\gamma (\frac{\text{Н}}{\text{м}^3})$  – це вага одиниці об'єму рідини, тобто:

$$\gamma = \frac{G}{V},$$

де  $G$  – вага рідини в об'ємі  $V$ .

Для води при  $t = 4^\circ\text{C}$  маємо  $\gamma_e = 9,81 \cdot 10^3 \frac{\text{Н}}{\text{м}^3}$ .

Між питомою вагою  $\gamma$  і густиною  $\rho$  можна знайти зв'язок, якщо врахувати, що  $G = mg$  і в формулі (2) замінити  $G$  на  $mg$  враховуючи вираз (1), то отримаємо:

$$\gamma = \rho g,$$

Оскільки густина і питома вага із зміною температури рідини змінюються незначно, то в гідравлічних розрахунках їхні значення вважають постійними.

Часто використовують поняття **відносної густини** - відношення густини якоїсь рідини до густини води при температурі 4 °C.

$$D = \frac{\rho}{\rho_B}.$$

Відносна густина - величина безрозмірна.

**Температурне розширення.** Характеризується температурним коефіцієнтом  $\beta_t$  (1/град) об'ємного розширення, що являє собою відносну зміну об'єму рідини при зміні температури на 1° C :

$$\beta_t = \frac{\Delta V}{V_0} \cdot \frac{1}{\Delta t},$$

де  $V_0$  – початковий об'єм, м<sup>3</sup>;  $\Delta V$  – зміна об'єму, м<sup>3</sup>;

$\Delta t$  – зміна температури, °C.

Об'єм  $V_t$  і густину  $\rho_t$  при зі зміною температури розраховують за формулами

$$V_t = V_0 + \Delta V = V_0(1 + \beta_t \Delta t).$$

$$\rho_t = \frac{\rho_0}{1 + \beta_t \Delta t}.$$

**Об'ємне стиснення** – це зміна об'єму рідини зі зміною тиску. Стиснення характеризують коефіцієнтом стиснення  $\beta_p$  (1/Па):

$$\beta_p = \frac{\Delta V}{V_0} \frac{1}{\Delta p},$$

де  $\Delta V = V_1 - V_0$  – зміна об'єму рідини;  $\Delta p$  – зміна тиску;

$V_0$  – початковий об'єм рідини.,  $V_1$  - об'єм рідини після збільшення тиску на  $\Delta p$ ;

Зміну об'єму  $V_p$  зі зміною тиску  $\Delta p$  розраховують за формулою

$$V_p = V_0(1 - \beta_p \Delta p).$$

Коефіцієнт об'ємного стиснення — це величина, обернена до модуля

об'ємної пружності  $E$ , тобто  $\beta_v = 1/E$ .

Значення його залежить від виду рідини, її температури, тиску. Одиницею коефіцієнта об'ємного стиснення в СІ є квадратний метр на ньютон ( $\text{м}^2/\text{Н}=1/\text{Па}$ ). Для води при  $4\text{ }^\circ\text{C}$   $\beta_v = (2 \cdot 10^9)^{-1} \text{Па}^{-1}$ , тобто  $E = 2 \cdot 10^9 \text{ Па}$ . Це дає можливість у більшості випадків вважати воду нестисливою рідиною.

Властивість рідини змінювати об'єм від зміни температури характеризують **коефіцієнтом об'ємного розширення** — відносним збільшенням або зменшенням об'єму рідини зі зміною температури на один градус:

$$\beta = \frac{V_1 - V_0}{V_0 \Delta T},$$

де  $V_1$  - об'єм рідини після збільшення температури на  $\Delta T$  градусів;  $V_0$  - початковий об'єм рідини. Одиницею об'ємного коефіцієнта розширення є кельвін у мінус першому степені.

**Пружність** – це властивість рідини поновлювати свій об'єм після припинення дії сил. Її описує об'ємний модуль пружності:

$$E = \frac{1}{\beta_p}.$$

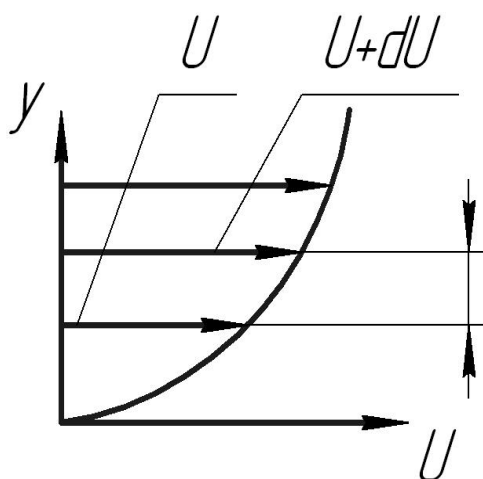
Для води  $E = 2000 \text{ МПа} = 20\,000 \text{ кг/см}^2$ , тобто зі зміною тиску на  $1 \text{ кг/см}^2$  об'єм води змінюється лише на  $1/20\,000$  частину. Приблизно таке саме значення об'ємного модуля пружності мають інші рідини. Тому вважають, що рідини практично не стисливі. Значення модуля пружності  $E$  враховують лише при дуже великих тисках, великих об'ємах рідини і у випадку гідравлічного удару.

Із зміною температури змінюються також густина і питома вага, але зовсім незначно, тому в гідравлічних розрахунках її враховують рідко. В'язкість - це здатність рідини чинити опір відносному зсуву своїх частинок під дією зовнішніх сил. На основі експериментів встановлено, що при русі рідини швидкість її в різних точках об'єму різна. Так, якщо розглядати рух рідини між двома паралельними пластинами нескінченної довжини, одна з яких нерухома, а друга рухається зі швидкістю  $u$ , то виявиться, що швидкість руху кожної точки (кожного шару) рідини пропорційна відстані точки (шару) рідини у від нерухомої пластини. Внаслідок цього між шарами виникають відносні зсуви зі швидкістю  $\Delta u$ , що призводить до виникнення сил внутрішнього тертя.

Вперше наявність внутрішнього тертя в рідині була відзначена І. Ньютоном ще у 1687 р. в гіпотезі про те, що сила внутрішнього тертя між шарами рідини залежить від властивостей рідини, пропорційна площі поверхні дотику шарів (площі тертя), відносній швидкості руху і не залежить від зовнішнього тиску. Достовірність гіпотези І. Ньютона була експериментально доведена Петровим в його праці «Тертя в машині і вплив змащувальної рідини». Ним же була і запропонована залежність для сили внутрішнього тертя:

$$T = \mu S \frac{\Delta u}{\Delta y} = \mu S \frac{du}{dy}$$

**В'язкість** – це властивість рідини чинити опір відносному руху (зсуву) її шарів. Ця властивість проявляється в тому, що в рідині під час її руху між шарами виникають дотичні напруження. Під час течії в'язкої рідини вздовж твердої стінки відбувається гальмування потоку, обумовлене в'язкістю (рис. 1.1). Швидкість  $U$  зменшується у міру зменшення відстані  $y$  від стінки:



$$\tau = \mu \frac{du}{dy}.$$

де  $\mu$  – коефіцієнт динамічної в'язкості рідини;  
 $du$  – приріст швидкості, що відповідає приросту координати  $dy$ .

**Градiєнт швидкості**  $\frac{du}{dy}$  характеризує інтенсивність зсуву рідини в даній точці, коефіцієнт  $\mu$  – в'язкість крапельних рідин, що має розмірність  $\text{Нс/м}^2$  ( $\text{Па}\cdot\text{с}$ ).

Рис. 1.1 – Розподіл швидкостей при течії

На практиці частіше користуються коефіцієнтом кінематичної в'язкості:  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ .

Він вимірюється в  $\text{м}^2/\text{с}$ . Для води при  $t = 4^\circ\text{C}$   $\nu = 1,57 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ .

У технічній системі в'язкість вимірюється в  $\text{см}^2/\text{с}$ ;  $1 \text{ см}^2/\text{с}$  називається стоксом (ст) –  $1 \text{ ст} = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Кінематична в'язкість рідини при підвищенні температури монотонно зменшується. Для практичних розрахунків для визначення в'язкості можна застосовувати формулу:

$$\nu = \nu_0 e^{-\alpha(t-t_0)}.$$

де  $\nu_0$  – в'язкість при температурі  $t_0$ ;  $\alpha$  – коефіцієнт, що залежить від температури (наприклад, для масла  $\alpha = 0,025\text{--}0,035$ ).

У гідравліці для теоретичних міркувань та висновків Л. Ейлер запропонував поняття *ідеальної рідини*. Це умовно нев'язка рідина, що не стискається і не розширюється, в цій рідині відсутні сили тертя.

Ця рідина введена для полегшення розв'язання багатьох задач інженерної гідравліки. При переході до реальної (в'язкої) рідини в теоретичні залежності вводяться поправкові коефіцієнти.

## **Лекція 2. Перший закон термодинаміки. Гідростатика.**

### **2.1. Перший закон термодинаміки.**

**2.2. Основні термодинамічні процеси, що використовуються в теплотехнічних установках.**

**2.3. Сили, які діють на рідину, основне рівняння гідростатики. Закон Паскаля.**

**2.4. Гідростатичний тиск та його властивості. Основне рівняння гідростатики. Прилади для вимірювання тиску.**

**2.5. Епюри тиску. Сила тиску рідини на плоскі та криволінійні поверхні. Визначення точки прикладання результуючої сили.**

### **2.6. Закон Архімеда.**

## **2.1. Перший закон термодинаміки.**

**1. Поняття про внутрішню енергію, ентальпію та ентропію робочого тіла.**

**2. Зміст та аналітичні вирази 1-го закону термодинаміки.**

**3. Аналітичне визначення теплоти в термодинамічному процесі.**

Термін «енергія» у перекладі з грецької мови означає дію, діяльність і пов'язується з рухом матерії. Розрізняють: механічну енергію, теплову, хімічну, електромагнітну, ядерну, гравітаційну та ін.

За допомогою поняття «енергія» зв'язуються воедино всі явища природи, які пояснюються загальним законом збереження і перетворення енергії, згідно якого енергія в природі у різних процесах з нічого не виникає і нікуди безслідно не зникає, а лише переходить з однієї форми в іншу в рівних кількостях. Витрата кількості енергії одного виду завжди еквівалентна зміні кількості енергії іншого виду. Для ізольованої системи енергія зберігається при будь-яких процесах, що в ній відбуваються.

Досліди Джоуля виявили наявність у тілах нової форми енергії – внутрішньої енергії.

**Внутрішня енергія** – енергія хаотичного руху молекул і атомів, що включає енергію поступального, обертального і коливального руху, як молекулярного, так і внутрішньо-молекулярного, а також потенційну енергію сил взаємодії між молекулами. Внутрішня енергія – це деяка однозначна функція стану тіла, тобто будь-яких двох незалежних параметрів, що визначають цей стан:  $U = \varphi(p, V)$ ;  $U = \varphi(v, T)$ ;  $U = \varphi(p, T)$ . Теплота, підведена до системи, наприклад, при  $v = \text{const}$ , витрачається лише на зміну внутрішньої енергії даної системи.

Доведено, що внутрішня енергія в термодинамічному процесі не залежить від характеру процесу і визначається лише початковим і кінцевим станом тіла.

Для полегшення розрахунків внутрішню енергію ідеальних газів прийнято вважати рівною нулю при  $t = 0^\circ\text{C}$ .

В термодинаміці важливу роль має сума внутрішньої енергії системи  $U$  і добутку абсолютного тиску системи  $p$  на величину об'єму системи  $V$ , що має назву ентальпії (з грецької-тепловміст):  $I = U + pV$ , Дж (для 1 кг робочого тіла). Як видно з рівняння ентальпії можна також подати у вигляді функції двох параметрів стану:  $i = \varphi(p, v)$ ;  $i = \varphi(v, T)$ ;  $i = \varphi(p, T)$ . І як буде показано нижче, теплота, підведена до системи, наприклад, при  $p = \text{const}$ , витрачається лише на зміну ентальпії даної системи.

Як показує практика, часто важливо знати (в розрахунку на 1 кг робочого тіла) не абсолютну величину внутрішньої енергії чи ентальпії, а їх зміни:

$$\Delta u = c_{vm}(T_2 - T_1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \text{ або } \Delta i = c_{pm}(T_2 - T_1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

До речі, внутрішню енергію і ентальпію часто називають калоричними параметрами стану робочого тіла («калор» з давньолатинської мови значить «теплота»).

1-й закон термодинаміки можна характеризувати, як додток до загального закону збереження і перетворення енергії (для теплових явищ і систем будь-якої природи).

Нехай деякому робочому тілу з об'ємом  $V$  і масою  $m$ , що має температуру  $T$  і тиск  $p$ , віддається зовні дуже мала кількість теплоти  $dQ$ . В результаті

підводу теплоти тіло нагрівається і його температура збільшується на величину  $dT$ , і воно (розширюючись) збільшується в об'ємі на величину  $dV$ , здійснюючи при цьому елементарну роботу  $dL$ . Підвищення температури тіла свідчить про збільшення кінетичної енергії його частинок. При цьому його внутрішня енергія збільшується на величину  $dU$ . Тоді виходить, що  $dQ = dU + dL$ , або  $Q = U + L$  - це і є рівняння 1<sup>го</sup> закону термодинаміки.

Таким чином теплота, яка підведена до термодинамічної системи, витрачається на зміну її внутрішньої енергії і на здійснення роботи проти зовнішніх сил.

Елементарна робота розширення  $m$  кг газу визначається як:  $dL = F dx \cos \varphi$ , де  $F$  - сила,  $dx$  - елементарне переміщення,  $\varphi$  - кут між векторами сили і переміщення. В теплових двигунах вектори  $F$  і  $x$  співпадають (напрямок дії сили газів  $F$  і ходу поршня  $x$ ) і тоді кут  $\varphi = 0$ , і  $\cos \varphi = 1$ , а  $dL = F dx$ . Якщо представити силу як:  $F = pS$ , де  $p$  - тиск робочого тіла на поверхню площею  $S$ , то  $dL = pS dx$ .

Але  $S dx$  - це елементарна зміна об'єму  $dV$ , і тоді  $dL = p dV$ , а  $L = \int_1^2 p dV$ , Дж. Для

$$1 \text{ кг газу } \ell = \frac{L}{m} = \int_1^2 p dV, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Розглянемо деякі випадки теплообміну термодинамічної системи з навколишнім середовищем при:

а)  $Q = 0$  - теплообмін системи з навколишнім середовищем відсутній (теплота до системи не підводиться і не відводиться). Процес при відсутності теплообміну називається **адіабатним**. Для нього рівняння 1-го закону термодинаміки має вигляд  $L = -\Delta U$ . Робота розширення в адіабатному процесі дорівнює зменшенню внутрішньої енергії даної системи, а під час стиснення робочого тіла, зовнішня робота йде на збільшення внутрішньої енергії системи.

б)  $L = 0$  - об'єм тіла  $V$  не змінюється. Цей процес має назву ізохорний, для нього  $Q = \Delta U$ , тобто кількість теплоти, підведеної до системи при  $V = \text{const}$ , дорівнює збільшенню внутрішньої енергії даної системи.

в)  $\Delta U = 0$  - внутрішня енергія системи не змінюється тобто, підведена до неї теплота переходить в еквівалентну їй зовнішню роботу  $Q = L$ .

Для 1 кг робочого тіла маємо  $q = u + \ell$  або в диференціальній формі  $dq = du + d\ell$  і часто як:  $dq = du + p dv$ .

В термодинаміці використовують ще один (калоричний) параметр – ентропію («ентропія» з грецької мови значить перетворення).

Запишемо 1-й закон термодинаміки у формі:  $dq = c_v dT + p dv$ .

Поділимо це рівняння на абсолютну температуру  $T$ , маємо:

$$ds = \frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv. \text{ З рівняння стану для 1 кг ідеального газу } pv = RT$$

відношення  $\frac{p}{T}$  можна замінити на відношення  $\frac{R}{v}$  і тоді вище отримане

$$\text{рівняння буде мати вигляд: } \frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}.$$

Виявляється, що вираз  $\frac{dq}{T}$  при рівноважній зміні стану газу є повний диференціал деякої функції з стану робочого тіла, що отримала назву ентропія,  $\frac{Дж}{кг \cdot K}$  (автор терміну Р. Клаузіус, 1850 р.). Ентропія (як і внутрішня енергія та ентальпія) може також бути подана у вигляді функції двох параметрів стану:  $s = \varphi(p, v)$ ;  $s = \varphi(p, T)$ ;  $s = \varphi(v, T)$  (для 1 кг робочого тіла).

Як показує практика, важливо знати не абсолютну величину ентропії, а її зміну:

$$\text{а) при } s = \varphi(T, v) \rightarrow \Delta s = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}, \frac{Дж}{кг \cdot K};$$

$$\text{б) при } s = \varphi(p, v) \rightarrow \Delta s = c_{pm} \ln \frac{v_2}{v_1} + c_{vm} \ln \frac{p_2}{p_1}, \frac{Дж}{кг \cdot K};$$

$$\text{в) при } s = \varphi(p, T) \rightarrow \Delta s = c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}, \frac{Дж}{кг \cdot K}.$$

Вираз  $ds = \frac{dq}{T}$  відкриває нову можливість визначати теплоту не через теплоємність  $q = c(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ , (де  $c$  – питома теплоємність робочого тіла,

$$\frac{Дж}{кг \cdot K}), \text{ а через зміну ентропії, тобто як } dq = Tds, \text{ і тоді } q = \int_1^2 Tds, \frac{Дж}{кг}, \text{ а } Q = mq,$$

$Дж$ .

Як показує практика, у природі існують різні форми енергетичної взаємодії між тілами, тобто, передачі енергії від тіла до тіла. З цих позицій в технічній

термодинаміці розглядають два способи передачі енергії:

- а) шляхом здійснення механічної роботи одного тіла над іншим;
- б) шляхом безпосередньої передачі енергії (теплоти) від гарячого тіла до холодного, в процесі теплообміну:
  - безпосереднім контактом (теплопровідністю, конвекцією);
  - на відстані (випромінюванням).

Англійський фізик Джоуль встановив (1843 р.) дослідним шляхом еквівалентність між теплотою і роботою (підтвердив закон збереження енергії). Кількість витраченої роботи дорівнює кількості одержаної при цьому теплоти.

## **2.2. Основні термодинамічні процеси, що використовуються в теплотехнічних установках.**

### **1. Поняття про рівноважний термодинамічний процес.**

### **2. Загальне уявлення про ізохорний, ізобарний, ізотермний, адіабатний та узагальнюючий політропний процеси.**

Будь-яка зміна термодинамічного стану системи в часі називається термодинамічним процесом. При переміщенні поршня в циліндрі об'єм, тиск і температура газу, що всередині, будуть змінюватись, буде відбуватись процес розширення або стиснення.

*Термодинамічний процес* – це визначена послідовність зміни термодинамічного стану системи.

### **Розрізняють рівноважний і нерівноважний стан системи (процеси).**

**Рівноважний** стан системи: якщо зі зміною часу термічні параметри стану термодинамічної системи не змінюються, то вона знаходиться в рівновазі.

При  $p=const$  – має місце **механічна рівновага**, при  $T=const$  – **термічна рівновага**.

**Рівноважний термодинамічний процес** - це безперервна послідовна зміна рівноважних станів системи.

В рівноважному термодинамічному процесі термодинамічна система проходить, як в прямому так і в зворотньому напрямку, через один і той же ряд рівноважних станів, що характеризуються термічними параметрами: 1-й стан  $(p_1, v_1, T_1)$ , 2-й стан  $(p_2, v_2, T_2)$ , 3-й стан  $(p_3, v_3, T_3)$ , перебіг процесу 1-2-3-н. (рис. 2.1).

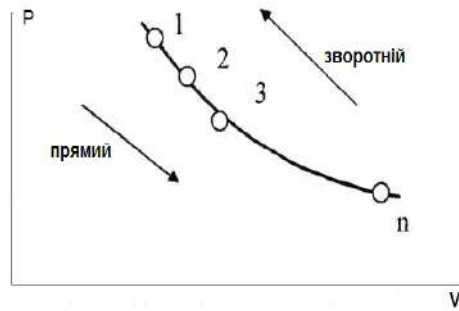


Рис. 2.1. Графік перебігу рівноважного термодинамічного процесу.

**Рівноважні процеси мають властивість оборотності.**

**Оборотний термодинамічний процес** - це процес, при здійсненні якого, у прямому і зворотному напрямку не відбуваються залишкові зміни ні в самій системі, ні в навколишньому середовищі.

Реальні термодинамічні процеси часто супроводжуються шкідливими явищами, що пов'язані з дисипацією (розсіюванням) енергії системи. Розсіювання відбувається за рахунок тертя, вихроутворення та ін. Тому процеси, що протікають з порушенням рівноваги, називають **нерівноважними**.

**Нерівноважні системи - необоротні.**

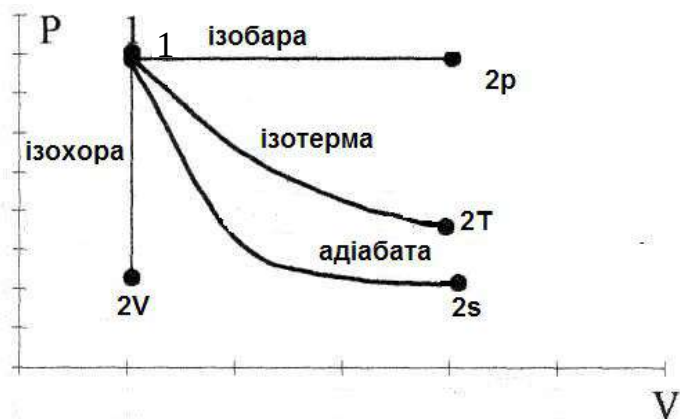


Рис. 2.2. Графічне зображення основних термодинамічних процесів.

В технічній термодинаміці (в теплоенергетичних установках) розглядають такі характерні процеси як: ізохорні, ізобарні, ізотермні, адіабатні, політропні. Графічне зображення основних термодинамічних процесів (рис. 2.2): ізобара –

$p=const$ , ізотерма –  $T=const$ , ізохора –  $v=const$ , адіабата –  $pv^k=const$ , де  $k=\frac{c_p}{c_v}$

(відсутній теплообмін з навколишнім середовищем), політропа –  $pv^n=const$ , де  $n$  – будь-яке (ціле, або дробове; позитивне чи від'ємне) число із множини –  $-\infty < n < +\infty$ .

## 2.3. Сили, які діють на рідину, основне рівняння гідростатики. Закон Паскаля.

**Гідростатика** – це розділ гідравліки, в якому розглядаються закони рівноваги рідини і їхнє практичне застосування.

На рідину у стані спокою діють дві категорії сил: масові (об'ємні) і поверхневі. Масовими є сили, пропорціональні масі рідини, – це сили тяжіння, сили інерції, відцентрові сили.

Поверхневі сили – це сили, що діють на поверхні рідини (величина їх пропорціональна площі поверхні). До поверхневих сил можна віднести силу тиску поршня, силу атмосферного тиску, силу тиску шарів рідини та ін.

У гідромеханіці масові і поверхневі сили розглядають як одиничні сили, тобто віднесені до одиниці маси або площі. Якщо сила є добутком маси на прискорення, то одинична масова сила буде дорівнювати прискоренню, а одинична поверхнева сила – напруженню. У рідинах, що перебувають у стані спокою, дотичні напруження будуть дорівнювати нулю.

Розглянемо рідину у стані спокою. З поверхневих сил на нею діють лише сили тиску. Сили тиску на зовнішній поверхні об'єму рідини завжди спрямовані усередину і, отже, є стискаючими. Стискаюче напруження, що виникає всередині рідини, що перебуває у стані спокою, називається гідростатичним тиском.

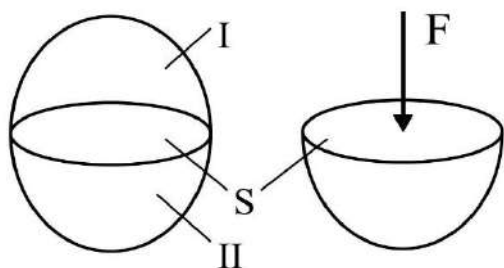


Рис. 2.3. – *Схема рівноваги об'єму рідини.*

Розглянемо деякий об'єм рідини (рис. 2.3), що перебуває знаходиться в рівновазі під дією зовнішніх сил.

Розділимо його умовно на дві площиною S. Відкинемо верхню частину об'єму і замінимо його дію силою F (силою гідростатичного тиску). Відношення

нормальної сили F до площі S, на яку діє ця сила, називається тиском p:

$$p = \frac{F}{S}.$$

Гідростатичний тиск має такі властивості:

- а) на будь-яку поверхню тиск діє перпендикулярно, тобто по нормалі;
- б) значення тиску в будь-якій точці рідини однакові в усіх напрямках.

У системі СІ тиск вимірюється в Паскалях (Па),  $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ , у технічній системі застосовують одиницю тиску – технічну атмосферу (ат):

### Диференціальні рівняння рівноваги рідини (рівняння Ейлера)

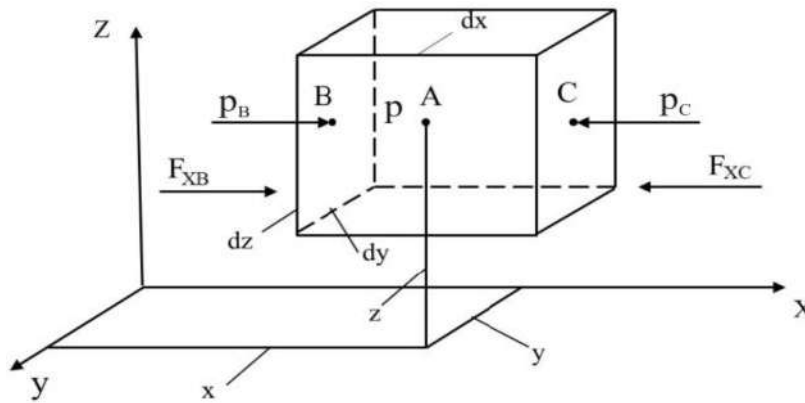
Рівняння дійсні для ідеальної рідини (це умовно нев'язка рідина, яка не стискається і не розширюється).

Розглянемо умову рівноваги рідини (рис. 2.4).

У просторі досліджуваної рідини вибираємо систему координат і фіксуємо довільну точку А з координатами  $(x; y; z)$ . Біля точки А виділимо нескінченно малий паралелепіпед із сторонами  $dx, dy, dz$ . Позначимо тиск у точці А через  $p$ . Виділений паралелепіпед буде зберігати стан спокою або рівноваги за умови, якщо сума проекцій усіх діючих сил на координатні осі буде дорівнювати нулю.

На паралелепіпед будуть діяти масові сили (сила тяжіння, сила інерції) і поверхневі сили (сили тиску).

Позначимо проекції одиничних масових сил на координатні осі через  $X, Y, Z$ .



Проекції всіх масових сил на вісь  $x$ :  $dQ_x = X dm$ .

де  $dm$  – маса об'єму рідини.

Маса елементарного

Рис. 2.4. – Схема дії сил на елементарний паралелепіпед.

паралелепіпеда:

$$dm = \rho dx dy dz.$$

Тоді проекція масових сил на вісь  $x$ :  $dQ_x = X \rho dx dy dz$ .

Знайдемо силу гідростатичного тиску, що діє на грані паралелепіпеда. Позначимо тиск у точках В і С через  $p_B$  і  $p_C$ . Будемо вважати, що у рідкому середовищі тиск змінюється за лінійним законом. У точках В і С тиск відрізняється від тиску  $p$  в точці А і залежить від координат цих точок.

Тиск у точці В буде дорівнювати:

$$p_B = p - \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

де  $\frac{\partial p}{\partial x}$  – градієнт (зміна) тиску вздовж осі  $x$ .

Тиск у точці С :

$$p_C = p + \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Оскільки площі паралелепіда дуже малі, тиски в точках В і С можна розглядати як середні гідростатичні тиски.

Визначимо сили тиску, що діють на грані паралелепіпеда. Складемо систему рівнянь для трьох координат і розділимо ці рівняння відповідно на і перетворимо. Після цього отримуємо систему рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

– це диференціальні рівняння рівноваги рідини (рівняння Ейлера).

Для практичного користування необхідно замість системи рівнянь одержати одне еквівалентне їм рівняння. Для цього помножимо кожне рівняння відповідно на  $dx, dy, dz$ . Склавши всі три рівняння, одержимо:

$$Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) = 0.$$

Вираз у дужках є повним диференціалом тиску, тобто функції  $p(x, y, z)$ . Після підстановки і перетворень отримаємо:

$$dp = \rho(Xdx + Ydy + Zdz).$$

– це основне диференціальне рівняння рівноваги рідини.

Отримане рівняння виражає збільшення тиску  $dp$  при зміні координат на  $dx, dy, dz$  у випадку рівноваги рідини.

## 2.4. Гідростатичний тиск та його властивості. Основне рівняння гідростатики. Прилади для вимірювання тиску.

### Основне рівняння гідростатики.

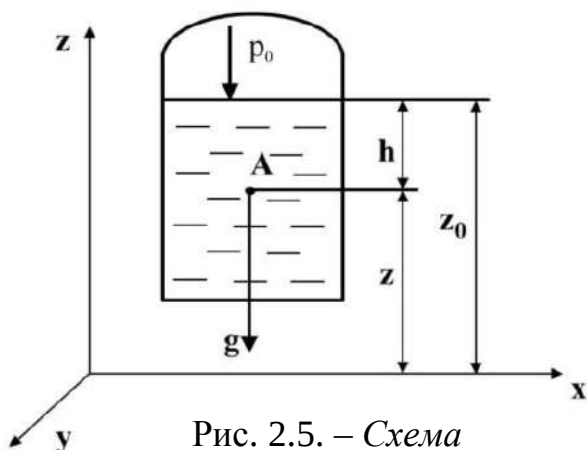


Рис. 2.5. – Схема рівноваги рідини.

Розглянемо рівновагу рідини в резервуарі (рис. 2.5.), якщо рідина знаходиться під дією тільки однієї масової сили – сили тяжіння.

На рідину діє також тиск навколишнього середовища. Стан рідини, що перебуває в рівновазі, описує рівняння:  $dp = \rho(Xdx + Ydy + Zdz)$ ,

де  $dp$  – повний диференціал тиску;  $X, Y, Z$

– проекції одиничної масової сили на координатні осі;  $dx, dy, dz$  – зміна координат точки.

Якщо на рідину діє лише сила тяжіння, то  $X = Y = 0$ , а  $Z = -g$ .

Після інтегрування можна записати:  $dp = -\rho g dz$ .

Для цього випадку основне рівняння рівноваги рідини має вигляд:

$$p = -\rho g z + C \text{ або } \frac{p}{\rho g} + z = \text{const},$$

де  $p$  – тиск у точці А, розташованій на висоті  $z$  від горизонтальної площини порівняння.

Рівняння виражає розподіл тиску в рідині, що перебуває у стані спокою.

Для визначення постійної інтегрування підставимо параметри вільної поверхні, для якої при  $z = z_0$ ,  $p = p_0$ .

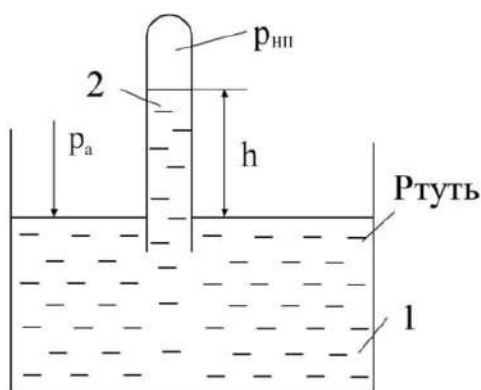


Рис. 2.6. – Барометр:  
1 – чашка із ртуттю; 2 –  
скляна трубка.

Підставимо в рівняння і одержимо

$$\frac{p}{\rho g} + z = \frac{p_0}{\rho g} + z_0.$$

Звідси знаходимо  $p = p_0 + \rho g(z_0 - z)$ .

Замінімо  $z_0 - z = h$ ,

де  $h$  – глибина розташування точки А.

Після цього  $p = p_0 + \rho g h$  – це друга форма

запису основного рівняння гідростатики.

Згідно з цим рівнянням рівняння тиск  $p$  у довільній точці нерухомої рідини дорівнює сумі

тисків – тиску  $p_0$  на вільній поверхні і тиску  $\rho g h$  від ваги стовпа рідини

висотою  $h$ .

Величина  $p_0$  є однаковою для всіх точок об'єму рідини. Тому можна стверджувати, що тиск, прикладений до зовнішньої поверхні рідини, передається всім точкам цієї рідини і за всіма напрямками однаково. Це закон Паскаля.

### Прилади для вимірювання тиску. Епюри гідростатичного тиску

Для вимірювання тиску використовують рідинні (барометр, п'єзометр, манометр, вакуумметр, дифманометр) та механічні (пружинні та мембранні) прилади: манометри, вакуумметри і мановакуумметри. Крім механічних, користуються електричними приладами. Розглянемо деякі з них.

#### *Барометр.*

Барометр (рис. 2.6.) складається з відкритої чашки, заповненої ртуттю, та скляної трубки, верхній кінець якої запаяний, а нижній опущений у чашку під рівень ртуті. Визначимо тиск  $p_a$ .

У верхній частині трубки повітря відсутнє, тому в ній діє тиск насиченої пари  $p_{\text{нт}}$ . Значення атмосферного тиску обчислюють за формулою:  $p_a = p_{\text{нт}} + \rho_{\text{рт}}gh$ , де  $p_{\text{нт}}$  – тиск насиченої пари;  $\rho_{\text{рт}}$  – густина ртуті;  $h$  – висота підняття ртуті у скляній трубці.

У формулі не врахована поправка на капілярність.

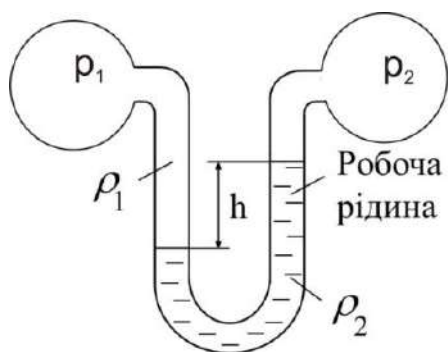


Рис. 2.7. –  
Диференціальний  
манометр.

#### *Диференціальний манометр*

Диференціальний манометр (рис. 2.7) використовують для вимірювання різниці тисків у двох резервуарах або різниці тисків у двох точках одного й того самого резервуара.

Диференціальний манометр – це U –

подібна трубка, заповнена робочою рідиною. Кожний із кінців трубки приєднаний до точок, між якими необхідно виміряти різницю тисків

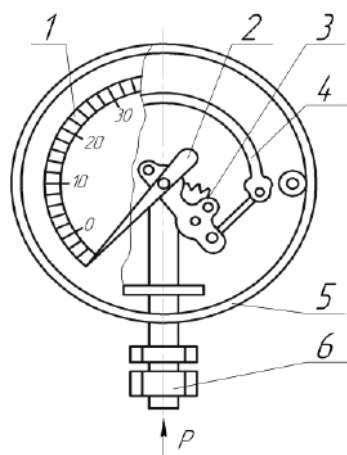
$\Delta p$ , яку визначають за формулою:  $p_1 - p_2 = \Delta p$  або  $\Delta p = \rho gh$ , де  $h$  – різниця рівнів рідини у трубках.

Формулу використовують у випадках, коли рідина в резервуарах

однакова. Якщо рідини в резервуарах різні, то різницю тисків визначають за іншою формулою:  $\Delta p = gh(\rho_2 - \rho_1)$ , де  $\rho_1$  і  $\rho_2$  – густина рідини відповідно у першому і другому резервуарах.

Необхідно відмітити, що диференціальні манометри використовують у тих випадках, коли абсолютні тиски у точках вимірювання великі, а різниця тисків мала.

### ***Пружинний манометр.***



Рідинні прилади застосовують для вимірювання порівняно невеликих тисків. При вимірюванні тисків більше 0,02 – 0,03 МПа використовують механічні прилади. Найбільш поширеними є пружинні манометри.

Пружинний манометр (рис. 2.8) складається з корпусу 5, пружної манометричної трубки 4, передавального механізму 3, стрілки 2 та шкали 1.

Рис. 2.8 – *Пружинний манометр* Рідина під тиском надходить у штуцер 6, потім у трубку. Під дією тиску пружина розпрямляється. Рух

кінця пружини через передавальний механізм передається стрілці, яка на шкалі показує величину тиску.

## **2.5. Епюри тиску. Сила тиску рідини на плоскі та криволінійні поверхні. Визначення точки прикладання результуючої сили.**

Запишемо основне рівняння гідростатики:  $p = p_0 + \rho gh$ .

Це рівняння є *рівнянням прямої лінії*  $y = kx + b$ , в якому  $b = p_0$ ;  $x = h$ , а  $p_0$  – тиск на поверхні рідини. Згідно з цим рівнянням тиск у рідині змінюється за лінійним законом, а епюри тисків на плоску поверхню мають форму трикутників або трапецій (рис. 2.9 а, б, в).

Тиск буде змінюватися залежно від глибини занурення точки. У відкритому резервуарі надлишковий (манометричний) тиск на поверхні дорівнює  $p_0 = 0$ , на дні буде  $p = \rho gh$ .

Епюра від надлишкового тиску має форму трикутника (рис. 2.9 а). Якщо врахувати атмосферний тиск  $p_0$  на поверхні рідини, то абсолютний тиск у точці В на глибині  $h$  буде дорівнювати  $p_0 + \rho gh$ . Епюра тиску набуває форми трапеції (рис. 2.9 б). Аналогічна епюра тисків буде для похилої стінки АВ, розташованої похило (рис. 2.9в).

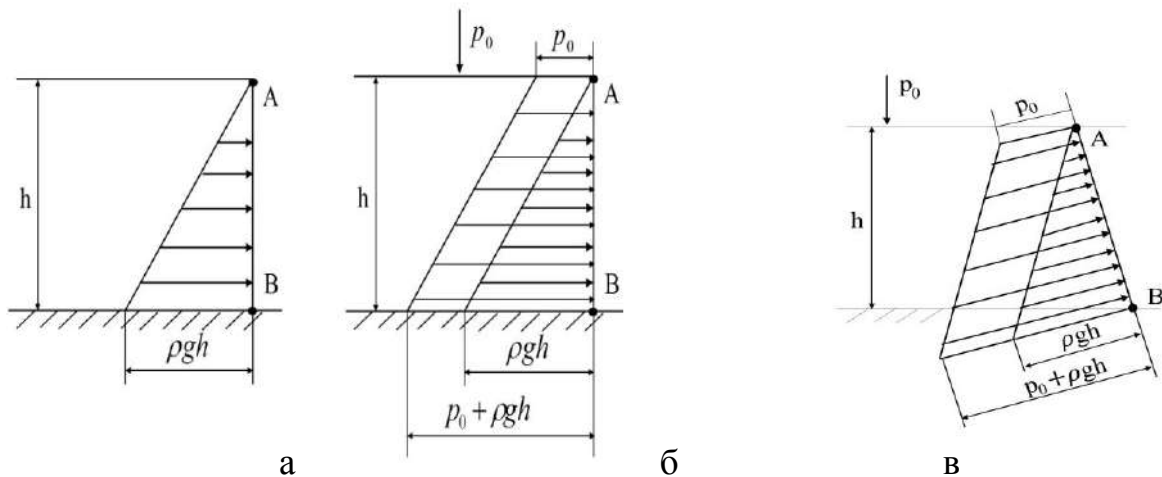


Рис.2.9 – Епюри тисків на плоску поверхню АВ:

а – від надлишкового тиску; б – від абсолютного тиску;  
в – від надлишкового тиску на похилу стінку

## 2.6. Закон Архімеда.

За законом Архімеда на тіло, занурене в рідину, діє виштовхувальна сила  $F_A$ , яка напрямлена вгору і дорівнює вазі рідини, витісненої тілом :

$$F_A = \rho_p g V \quad ,$$

де  $V$  – об'єм зануреної в рідину частини тіла;  $\rho_p$  – густина рідини.

Зіставляючи вагу тіла в повітрі  $G$  та виштовхувальну силу  $F_A$ , можна виділити три випадки стану тіла в рідині:

1) якщо  $G > F_A$  – тіло потоне;

2) якщо  $G = F_A$  – тіло плаває всередині рідини на глибині, на яку воно занурене;

3) якщо  $G < F_A$  – тіло піднімається вгору (причому воно впливає доти, доки вага тіла  $G$  не порівняється із силою  $F_A$ , яка дорівнює вазі об'єму зануреної частини тіла).

Оскільки на тіло діє виштовхувальна сила, вага його в рідині  $G_p$  буде меншою, ніж у повітрі:

$$G_p = G \left(1 - \frac{\rho_p}{\rho_t}\right),$$

де  $\rho_p$ ,  $\rho_t$  – відповідно густина рідини і тіла.

### Лекція 3. Основні термодинамічні процеси.

#### 3.1. Ізохорний процес.

#### 3.2. Ізобарний процес.

#### 3.3. Ізотермний процес.

#### 3.4. Адіабатний процес.

#### 3.5. Політропний процес.

#### 3.1. Ізохорний процес.

1. Визначення процесу: процес, що відбувається при постійному об'ємі робочого тіла називається ізохорним (з грецької «хоре» - об'єм, простір, «іzos» - однаковий, незмінний).

2. Де використовується – в бензинових ДВЗ (процеси підведення і відведення теплоти ізохорні).

3. Рівняння процесу:  $v = const$ ;  $dv = 0$ ;  $v_1 = v_2$ .

4. Графік перебігу процесу в робочій ( $p-v$ ) діаграмі – пряма вертикальна лінія.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: при  $v = const$  відповідно до закону

Шарля  $\frac{p}{T} = const$ , тобто  $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$ ; або  $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$ .

6. Робота зміни об'єму робочого тіла  $\ell_v = \int_1^2 p dv = 0$ ,  $\frac{Дж}{кЗ}$ , тому що  $dv = 0$ .

7. Теплота, що фігурує в процесі  $q_v = c_{vm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кЗ}$ .

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла  $\Delta u_v = c_{vm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кЗ}$ . Як видно з

пунктів 7 і 8  $q_v = \Delta u_v$ , тобто в ізохорному процесі вся підведена до робочого тіла теплота повністю витрачається на зміну його внутрішньої енергії.

9. Зміна ентальпії робочого тіла  $\Delta i_v = c_{pm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кЗ}$ .

10. Зміна ентропії робочого тіла  $\Delta s_v = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1}$ ,  $\frac{Дж}{кЗ \cdot К}$  (тому що при  $v_1 = v_2$ ,  $\ln 1 = 0$ ).

11. Графік перебігу процесу в тепловій ( $T-s$ ) діаграмі – логарифмічна крива з невеликим прогином донизу – 1 – 2v (рис. 3.1.).

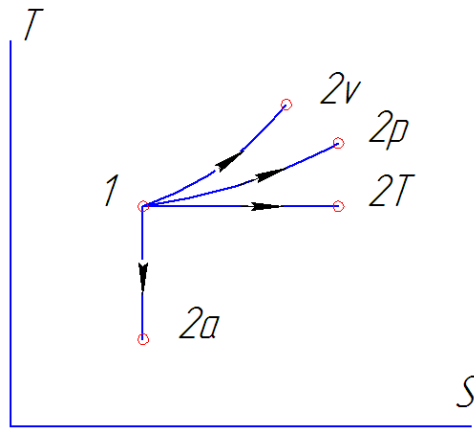


Рис. 3.1. Графік сумісного перебігу процесів.

### Ізобарний процес

1. Визначення процесу: процес, що відбувається при постійному тиску робочого тіла називається ізобарним (з грецької «барос» - тиск, простір, «іzos» - однаковий, незмінний).

2. Де використовується – в дизельних ДВЗ, ГТУ, КУ.

3. Рівняння процесу:  $p = const$ ;  $dp = 0$ ;  $p_1 = p_2$ .

4. Графік перебігу процесу в робочій ( $p-v$ ) діаграмі – пряма горизонтальна лінія.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: при  $p = const$  відповідно до закону

Гей-Люссака  $\frac{v}{T} = const$ , тобто  $\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2}$ ; або  $\frac{T_2}{T_1} = \frac{v_2}{v_1}$ .

6. Робота зміни об'єму робочого тіла:  $\ell_p = \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ .

7. Теплота, що фігурує в процесі:  $q_p = c_{pm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ .

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла:  $\Delta u_p = c_{vm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ .

9. Зміна ентальпії робочого тіла:  $\Delta i_p = c_{pm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ . Як видно з пунктів 7 і

9  $q_p = \Delta i_p$ , тобто в ізобарному процесі вся підведена до робочого тіла теплота витрачається на зміну його ентальпії.

10. Зміна ентропії робочого тіла: при  $s = \varphi(p, T)$   $\Delta s_p = c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} = c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1}$ ,

$\frac{Дж}{кг \cdot K}$  (тому що при  $p_1 = p_2$   $\ln 1 = 0$ ).

11. Графік перебігу процесу в тепловій ( $T$ - $s$ ) діаграмі – логарифмічна крива з невеликим прогином донизу – 1–2р (так як  $c_{pm} > c_{vm}$  то при  $\frac{T_2}{T_1} = idem \Delta s_p > \Delta s_v$  і ізобара на цій діаграмі більш полого крива ніж ізохора, рис. 3.1.).

### Ізотермний процес

1. Визначення процесу: процес, що відбувається при постійній температурі робочого тіла називається ізотермним (з грецької «терме» - жар, вогонь, температура; «іzos» - однаковий, незмінний).

2. Де використовується – в котельних установках (процес випаровування води, конденсації водяної пари).

3. Рівняння процесу:  $T = const$ ;  $dT = 0$ ;  $T_1 = T_2$ , або з рівняння Клапейрона для 1 кг робочого тіла  $p\nu = RT$ , при  $T = const \rightarrow p\nu = const$ .

4. Графік перебігу процесу в робочій ( $p$ - $\nu$ ) діаграмі – рівнобічна гіпербола.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: при  $T = const$  відповідно до закону Бойля-Маріотта:  $p\nu = const$ , тобто  $p_1\nu_1 = p_2\nu_2$ ; або  $\frac{p_2}{p_1} = \frac{\nu_1}{\nu_2}$ .

6. Робота зміни об'єму робочого тіла:

$$\ell_T = \int_1^2 p d\nu = \int_1^2 \frac{RT}{\nu} d\nu = RT \int_1^2 \frac{d\nu}{\nu} = RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

7. Теплота, що фігурує в процесі. Відповідно до 1-го закону термодинаміки:

$$q_T = \Delta u_T + \ell_T = \ell_T = RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}. \text{ (так як } \Delta u_T = 0 \text{ (див. пункт 8); і таким}$$

чином в ізотермному процесі всю підведену до робочого тіла теплоту можна перетворити в роботу, бо  $q_T = \ell_T$ ).

$$8. \text{Зміна внутрішньої енергії робочого тіла } \Delta u_T = c_{vm}(T_2 - T_1) = 0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

$$9. \text{Зміна ентальпії робочого тіла } \Delta i_T = c_{pm}(T_2 - T_1) = 0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

10. Зміна ентропії робочого тіла: при  $s = \varphi(T, \nu)$

$$\Delta s_T = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \text{ (тому що при } T_1 = T_2 \ln 1 = 0).$$

11. Графік перебігу процесу в тепловій ( $T$ - $s$ ) діаграмі – пряма горизонтальна

лінія .

### Адіабатний процес

1. Процес, що відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем називається адіабатним (з грецької «адіабатос» - непроникний (для теплоти)).

2. Де використовується – в ДВЗ, ГТД (процеси стиснення, розширення) процес розширення в ПСУ.

3. Рівняння процесу:  $q=0$ ,  $\frac{Дж}{кг} dq=0$ ;  $\frac{dq}{d\tau}=0$  (де  $\tau$  - час ). Використовуючи

1-й закон термодинаміки (в 1-й та 2-й формах),  $dq=du+pdv$  та  $dq=di+vdP$  можна вивести рівняння адіабатного процесу у вигляді  $p v^k = const$ , де  $k = \frac{c_p}{c_v}$  -

показник адіабати.

4. Графік перебігу процесу в робочій ( $p-v$ ) діаграмі – нерівнобічна гіпербола.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: в цьому процесі змінюються всі три

параметри  $p, T, v$ , так що:  $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k$ ;  $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$ ;  $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ ;  $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$ .

6. Робота зміни об'єму робочого тіла. З рівняння першого закону термодинаміки  $q_a = \Delta u_a + \ell_a$  при умові, що  $q_a = 0$  маємо

$\ell_a = -\Delta u_a = -c_{vm}(T_2 - T_1) = c_{vm}(T_1 - T_2)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ . Пам'ятаючи, що  $c_{vm} = \frac{1}{k-1} R$ ,

$\frac{Дж}{кг \cdot K}$ , можна роботу процесу виразити як:  $\ell_a = \frac{1}{k-1} R(T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$ ,

$\frac{Дж}{кг}$ .

7. Теплота, що фігурує в процесі:  $q=0$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ .

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла:  $\Delta u_a = c_{vm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ .

9. Зміна ентальпії робочого тіла:  $\Delta i_a = c_{pm}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{Дж}{кг}$ .

10. Зміна ентропії робочого тіла  $ds = \frac{dq}{T}$ , при  $dq=0$  маємо  $ds=0$ , тобто  $s=const$ . Ось чому адіабатний процес часто називають ізоентропним.

11. Графік перебігу процесу в тепловій ( $T-s$ ) діаграмі – пряма вертикальна лінія.

### Політропний (узагальнюючий) процес

1. Процес, що описується рівнянням  $p\nu^n = \text{const}$ , де  $n$  - показник політропи – будь-яке ціле або дробове, позитивне або від'ємне число із множини  $-\infty < n < +\infty$ .

2. Де використовується – у всіх теплоенергетичних установках: ДВЗ, ГТД, КУ, ПСУ, ХУ і т. д.

3. Рівняння процесу  $p\nu^n = \text{const}$ , тобто  $p_1\nu_1^n = p_2\nu_2^n$ .

4. Графік перебігу процесу в робочій ( $p-\nu$ ) діаграмі – будь-яка лінія. Але при прийнятому показникові політропи  $n$  – конкретна лінія і по формі і по напрямку.

5. Так як рівняння адіабати  $p\nu^k = \text{const}$  і політропи  $p\nu^n = \text{const}$  конструктивно однакові, то всі формули зв'язку між основними параметрами і характеристиками політропного процесу, можна записати замінивши в них

показник адіабати  $k$  на показник політропи  $n$ , тобто:  $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^n$ ;  $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{n-1}$ ;

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

6. Робота зміни об'єму робочого тіла:  $\ell = \frac{1}{n-1}R(T_1 - T_2) = \frac{1}{n-1}(p_1\nu_1 - p_2\nu_2)$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ .

7. Теплота, що фігурує в процесі:  $q = c_{n_m}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ , де  $c_{n_m} = c_{V_m} \frac{n-k}{n-1}$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ .

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла:  $\Delta u = c_{V_m}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ .

9. Зміна ентальпії робочого тіла:  $\Delta i = c_{P_m}(T_2 - T_1)$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ .

10. Зміна ентропії робочого тіла:  $\Delta s = c_{n_m} \ln \frac{T_2}{T_1}$ ,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ .

11. Графік перебігу процесу в тепловій ( $T-s$ ) діаграмі – будь-яка лінія. Але при прийнятому показникові політропи  $n$  – конкретна лінія і по формі і по напрямку.

#### Лекція 4. Другий закон термодинаміки, режими руху рідини та гідравлічні втрати напору.

##### 4.1. Другий закон термодинаміки.

##### 4.2. Ламінарний та турбулентний режими руху рідини. Число Рейнольдса.

##### 4.3. Структура турбулентного потоку.

##### 4.4. Втрати напору на довжині. Гідравлічний коефіцієнт опору. Зони опору.

##### 4.5. Витрата. Рівняння нерозривності для струминки та потоку.

##### 4.6. Рівняння Бернуллі для елементарної струминки ідеальної рідини та для потоку в'язкої рідини;

##### 4.7. Фізичне та геометричне його інтерпретування.

#### 4.1. Другий закон термодинаміки.

##### 1. Зміст і визначення 2 закону термодинаміки.

##### 1. Поняття про колові процеси цикли (прямий і зворотний цикл Карно).

##### 1. Термічний к.к.д. та холодильний коефіцієнт.

1-й закон термодинаміки стверджує, що вся теплота  $Q$ , підведена до термодинамічної системи, витрачається на зміну внутрішньої енергії  $\Delta U$  і на здійснення роботи проти зовнішніх сил  $L$ : тобто  $Q=U+L$ . Для 1 кг робочого тіла  $q=\Delta u+l$ . Так як  $dl=pdv$ , тоді  $dq=du+pdv$ .

Перший закон термодинаміки – це окремий випадок закону збереження і перетворення енергії. Закон стверджує, що теплота може переходити в роботу, а робота в теплоту. Але цей закон не обумовлює умов, за яких ці взаємоперетворення можливі. Двигун, що мав би змогу одержувати роботу без енергетичних витрат, називається **вічним двигуном 1-го роду**. Але такий двигун неможливий, тому що це суперечить 1-му закону термодинаміки.

1-й закон не пояснює чи вся теплота переходить в роботу, чи лише якась її частина і в якому напрямі здійснюється перехід. З дослідів відомо, що робота перетворюється в теплоту легко, завжди і повністю (лише при наявності різниці температур між джерелом теплоти і споживачем - "приймачем" теплоти). Зворотній же процес повного перетворення всієї теплоти в роботу неможливий (коли температури тіл зрівнюються, процес переносу теплоти припиняється). Але можливо здійснити зворотний не самовільний (протиприродний) процес передачі тепла від менш нагрітих тіл до більш нагрітих (наприклад, в холодильних машинах), але для здійснення цього процесу необхідно підвести

додаткову зовнішню енергію. Отже, робота в теплоту перетворюється швидко, повністю, а теплота в роботу не завжди, а при певних умовах і не повністю (для цього потрібне зовнішнє джерело енергії). Таким чином, 2-й закон вказує напрямок і умови перетворення теплоти в роботу та максимально можливий ефект цього перетворення.

У 1850 р. Р. Клаузіус сформулював 2-й закон термодинаміки: теплота не може переходити від холодного тіла до більш нагрітого сама собою, тобто без компенсації (без затрат зовнішньої роботи).

М. Планк дав таке формулювання 2 закону: вся теплота в теплових двигунах не може бути повністю перетворена в роботу, частина цієї теплоти повинна бути передана тілам, що мають нижчу температуру.

Формулювання Саді Карно: Для перетворення теплоти в роботу необхідно мати температурний перепад і не можливо всю теплоту перетворити в роботу.

Формулювання Томсона: не вся теплота, одержана від джерела теплоти може перейти в роботу, а лише деяка частина. Решта незаперечно повинна бути віддана навколишнім тілам.

З формулювання Томсона випливає, що побудова вічного двигуна 2-го роду (тобто, який здійснюватиме одержання роботи лише за рахунок використання джерела енергії теплоти, наприклад, внутрішньої енергії океану) неможлива.

Таким чином, ***Perpetuum mobile*** (вічний двигун) 2-го роду – двигун, який міг би працювати лише при наявності одного джерела теплоти (без холодного джерела) неможливий. (Так як і *Perpetuum mobile* 1-го роду – машина, яка без будь-яких витрат енергії з зовні сама стала б вічним джерелом енергії).

Загальне формулювання суті 2-го закону термодинаміки: будь-який дійсний самовільний тепловий процес є необоротним, а всі без винятку теплові двигуни повинні мати гаряче джерело теплоти (хімічна реакція спалювання палива), робоче тіло (гази, пара), що здійснює замкнутий коловий процес – цикл і холодне джерело теплоти (навколишнє середовище – атмосфера).

2-й закон термодинаміки добре пояснюється коловими процесами. Коловим процесом (циклом) - називається такий процес, в результаті якого робоче тіло повертається у вихідне положення.

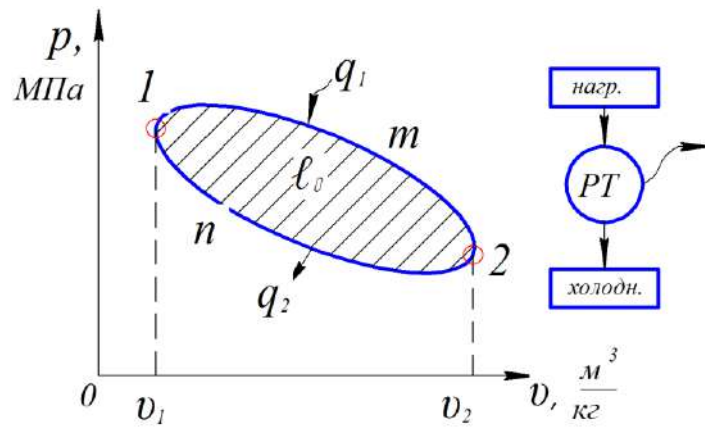


Рис. 4.1. Діаграма колового процесу теплового двигуна.

Робота теплового двигуна протікає таким чином. Розширюючись по лінії  $1m2$ , робоче тіло здійснює роботу еквівалентну площі  $1m2V_2V_1$ . У безперервно діючій машині цей процес повинен здійснюватися безперервно, для цього лише треба уміти повертати тіло у вихідне положення. Цей перехід можна здійснити по лінії  $2m1$ , але тоді над робочим тілом буде здійснена та сама робота, і в результаті сумарна робота циклу буде  $=0$ .

Щоб двигун безперервно виробляв механічну енергію, необхідно, щоб робота розширення була більше роботи стиснення. Тобто стиснення повинно бути здійснене по лінії  $2n1$  (а для цього робоче тіло треба охолодити).

Як видно, робота розширення  $L_p$  (площа  $1m2V_2V_1$ )  $>$  роботи стиснення  $L_c$  площа ( $2n1V_1V_2$ ). Різниця між ними і становить роботу циклу  $l_0$ .

Цикл, в результаті якого одержують позитивну роботу, називають прямим циклом (по прямим циклах працюють всі теплові двигуни, в діаграмах  $p-v$ ,  $T-s$  він здійснюється по годинниковій стрілці).

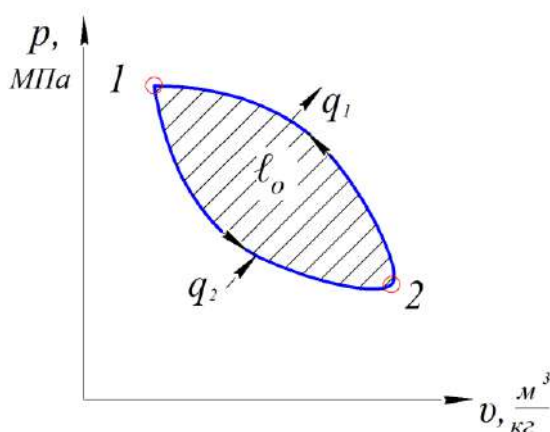


Рис. 4.2. Зворотній цикл.

холодильних установок рис. 4.2.). В діаграмах  $p-v$ ,  $T-s$  він здійснюється проти годинникової стрілки.

Запишемо 1-й закон термодинаміки для прямого циклу, що здійснює 1 кг

робочого тіла):  $q_1 - q_2 = q_o = \Delta u_o + \ell_o$ . В зв'язку з тим, що робоче тіло повертається у вихідне положення, зміна внутрішньої енергії  $\Delta u_o = 0$ . І тоді:  $\ell_o = q_o, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ .

Досконалість прямого циклу оцінюється термічним к.к.д.

Відношення роботи, виробленої двигуном за цикл, до кількості теплоти, підведеної за цей цикл від гарячого джерела, називається **термічним к.к.д.**

**циклу**:  $\eta_t = \frac{\ell_o}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$ .

Тобто, в колових процесах не можливо повністю перетворювати підведене тепло в роботу; частина тепла  $q_2$  невідворотно повинна бути передана холодним джерелам (для подальшого перетворення в роботу вона вважається втраченою), тому термічний к.к.д. будь-якого теоретичного циклу завжди  $< 1$ .

Термічний к.к.д. оцінює ступінь досконалості циклу теплового двигуна. Чим більший к.к.д., тим більша частина підведеного тепла перетворюється в роботу. Робота циклу  $\ell_o = \eta_t q, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ .

За призначенням теплові машини поділяються на теплові двигуни та на холодильні установки.

**Тепловий двигун** – це безперервний пристрій, в яких відбувається перетворення теплоти  $q_1$  в роботу  $\ell_o$ .

**Холодильні установки** – це безперервний пристрій, що переносить теплоту від тіл з меншою температурою до тіл з більшою (за рахунок зовнішньої енергії).

У якості робочих тіл в холодильних установках використовують пари низькокиплячих речовин (аміак, фреон). Безперервну дію двигуна чи холодильних установок можна здійснити лише за допомогою колових термодинамічних процесів-циклів.

У 1824 році С. Карно запропонував прямий оборотний цикл, що складається з 2-х ізотерм і 2-х адіабат і визначає максимальну долю теплоти, яка може бути перетворена в роботу (рис. 4.3.).

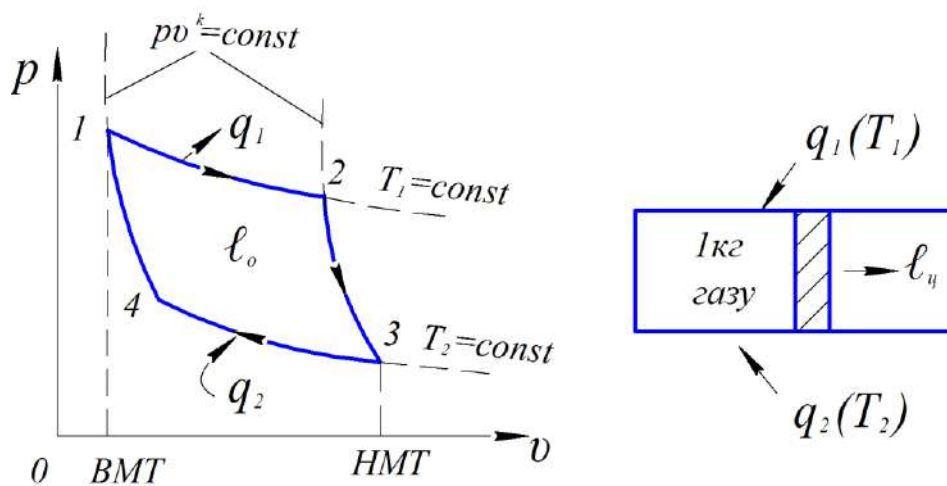


Рис. 4.3. Прямий зворотний цикл Карно.

Тут: 1-2 ізотермний процес розширення, 2-3 – адіабатне розширення, 3-4 ізотермне стиснення, 4-1 – адіабатне стиснення.

Досконалість зворотного оборотного циклу (здійснюється проти часової стрілки рис. 3.1.2), за яким працюють холодильні установки, оцінюється холодильним коефіцієнтом  $\varepsilon_t = \frac{q_2}{l_0}$ , що показує скільки кДж холоду можна отримати, витративши 1 кДж зовнішньої енергії. Холодильний коефіцієнт – це не К.К.Д. Його значення може бути  $\varepsilon_t = 5 \dots 7$ . В реальності  $2,5 \dots 4$ .

Отже, згідно 2-го закону термодинаміки, для здійснення циклу повинно існувати, як мінімум, 2 джерела теплоти: гаряче (тепловіддавач) з постійною  $T_1$  і холодне (телоприймач) з постійною температурою  $T_2 < T_1$ .

Підведення теплоти в прямому циклі Карно відбувається при розширенні газу по верхній ізотермі 1-2, відведення теплоти до холодного джерела відбувається при стисненні по нижній ізотермі 3-4.

І ще раз: перший закон термодинаміки встановлює кількісні співвідношення у процесах взаємного перетворення теплоти і роботи; і є окремим випадком узагальнюючого закону збереження і перетворення енергії.

Другий закон термодинаміки характеризує напрямок природних (необоротних) теплових процесів і умови перетворення теплоти в роботу, а також відмічає якісну відмінність тепла від інших форм передачі енергії.

## 4.2. Ламінарний та турбулентний режими руху рідини. Число Рейнольдса.

Досліди показують, що в одному й тому самому трубопроводі, яким протікає рідина, мають місце якісно різні режими руху рідини: *ламіна́рний* та *турбуле́нтний*.

Зазначені вище режими під час руху рідини можна спостерігати на установці Рейнольдса (рис. 4.4). Це явище О. Рейнольдс вивчав у 1883 році.

Розглянемо методику проведення дослідів.

Рідина з бака витікає через скляну трубку, в кінці якої встановлений кран для регулювання витрати і швидкості витікання рідини.

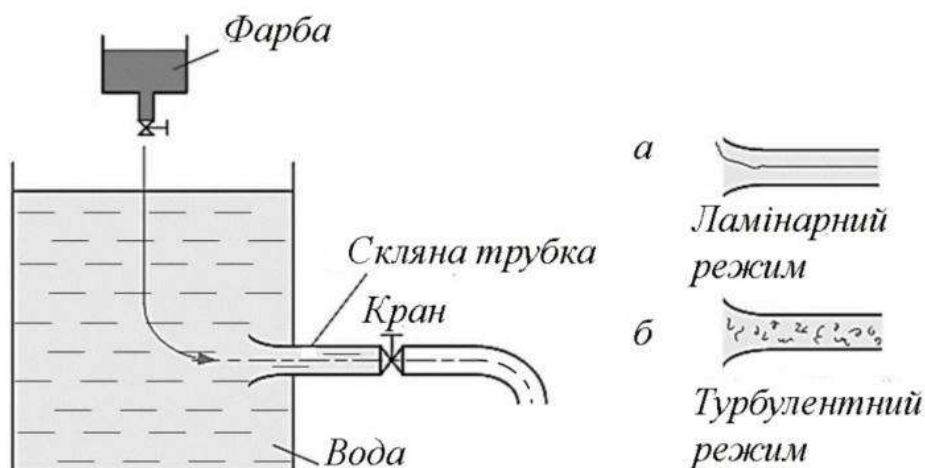


Рис. 4.4. – Установка Рейнольдса.

Якщо пустити в потік фарбу, то при малих швидкостях пофарбовані струминки рідини рухаються окремою струминкою прямолінійно, без перемішування. Такий рух називають *ламіна́рним*.

Якщо швидкість рідини у скляній трубці буде збільшуватися, то потік фарби буде розмиватись і перемішуватися з основним потоком. Струминки фарби при виході з труби починають коливатися, між ними утворюються вихори і відбувається обертальний рух рідини. Цей вид руху називають *турбуле́нтним*.

Отже *ламіна́рним*, називається потік рідини, при якому частинки рідини рухаються паралельно одна одній без перемішування сусідніх шарів. Назва режиму походить від латинського «*lamina*», що означає шар або пластина.

*Турбуле́нтним* називається потік рідини, при якому частинки рухаються хаотично, об'єм рідини перемішується, і її частинки обертаються. При цьому відбувається пульсація швидкостей і тиску. Назва цього режиму походить від латинського «*turbulentus*», що означає вируючий, неспокійний. Режим руху

рідини можна визначити і аналітично. Для цього використовують безрозмірний параметр – критерій або число Рейнольдса :

$$Re = \frac{Vd}{\nu},$$

де  $V$  – швидкість руху рідини;  $d$  – діаметр трубопроводу;  $\nu$  – кінематична в'язкість.

Число Рейнольдса має певний *фізичний зміст* – це відношення *сил інерції* елементарного об'єму рідини до *сил в'язкості* на поверхні цього об'єму.

Число Рейнольдса, що відповідає швидкості переходу ламінарного режиму в турбулентний, називають *критичним* ( $Re_{кр}$ ). Експериментально визначено, що критичне число Рейнольдса для круглих труб дорівнює  $Re_{кр} = 2320$ .

Одержане число  $Re$  порівнюють із критичним  $Re_{кр}$  і встановлюють режим руху рідини:

а) якщо  $Re < Re_{кр} = 2320$  – режим *ламінарний*;

б) у діапазоні чисел Рейнольдса  $2320 < Re < 4000$  – рух несталий, тобто можна спостерігати як ламінарний, так і турбулентний рух. Ця область є першою перехідною зоною.

в) якщо  $Re > 4000$  – спостерігається сталий *турбулентний* рух.

На практиці мають місце як ламінарний, так і турбулентний рух. *Ламінарний* режим спостерігається в тонких капілярних трубках, під час руху в'язкої рідини (нафти, масла), при фільтрації води в шарах ґрунту.

*Турбулентний* рух спостерігається у водопровідних трубах, а також у трубах, по яких протікає бензин, гас, спирт та інші малов'язкі рідини.

#### 4.3. Структура турбулентного потоку.

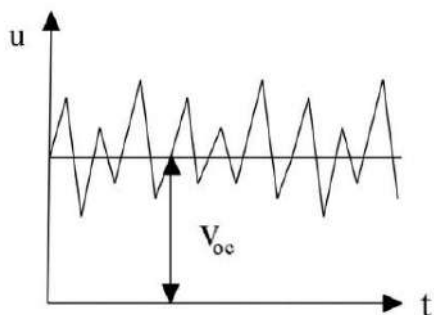


Рис. 4.5 – *Коливання швидкості при турбулентному режимі*

##### Структура турбулентного руху в трубі

При *турбулентному* русі рідина переміщується, виникають пульсації тиску, а швидкості окремих частинок рідини змінюються з часом за величиною і напрямком.

Місцева миттєва швидкість  $u$  окремої частинки з часом коливається навколо деякого середнього значення – осередненої швидкості

$V_{oc}$  (рис.4.5). Тобто турбулентний рух завжди є *неусталеним*, оскільки швидкості і тиск, а також траєкторія частинок рідини змінюються з часом. Однак його можна розглядати *усталеним* за умови, якщо місцева швидкість буде дорівнювати осередненій :

$$V_{oc} = \frac{1}{t} \int_0^t u dt,$$

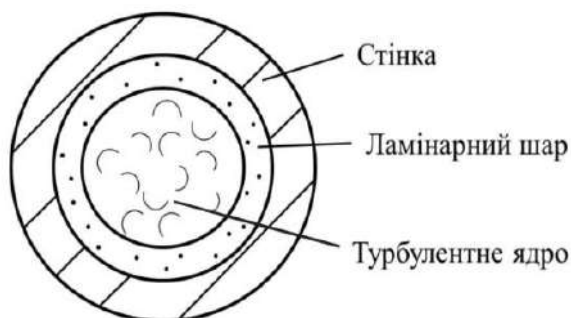


Рис. 4.6. – Структура потоку в перерізі труби при турбулентному режимі .

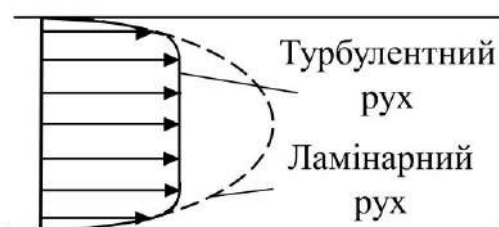
де  $u$  – миттєва швидкість.

Розглянемо структуру потоку при турбулентному русі рідини (рис.4.6). Вона відрізняється від ламінарного руху.

Якщо розглянути поперечний переріз потоку в трубі, то біля стінки має місце дуже тонкий *ламінарний шар*, а після невеликої перехідної зони

утворюється *турбулентне ядро* потоку.

*Ламінарний шар* дуже тонкий і має товщину від 0,1 мм до декількох міліметрів, а всю іншу частину площі живого перерізу займає турбулентне



ядро, у якому режим руху *турбулентний*.

Розподіл швидкостей у поперечному перерізі турбулентного потоку (рис. 4.7) інший, ніж при ламінарному.

При турбулентному русі він більш *рівномірний*, а нарощування швидкості

біля стінок буде більш крутим. Коефіцієнт

*Коріоліса*  $\alpha$  для турбулентного потоку менший, ніж для ламінарного. Він залежить від числа Рейнольдса:

для  $Re = 4000$   $\alpha = 1,13$ ; для  $Re = 3 \cdot 10^6$   $\alpha = 1,025$ .

Для практичних обчислень можна взяти  $\alpha = 1$ .

#### 4.4. Втрати напору на довжині. Гідравлічний коефіцієнт опору. Зони опору.

##### Гідравлічні втрати (загальні відомості)

Втрати питомої енергії (напору), або *гідравлічні втрати*, залежать від

форми і розмірів русла, швидкості течії і в'язкості рідини.

В'язкість рідини є першопричиною всіх гідравлічних втрат, але не завжди є основною. Як показують досліди, у більшості випадків гідравлічні втрати пропорціональні *квадрату середньої швидкості*. Тому в гідравліці їх прийнято виражати в частках швидкісного напору  $\frac{V^2}{2g}$  і визначати за формулою:

$$h_{em} = \zeta \frac{V^2}{2g},$$

де  $\zeta$  показує, яка частка або частина у швидкісному напорі належить до гідравлічних втрат.

Гідравлічні втрати можна визначити і в частках тиску (Па):

$$p_{em} = \rho gh = \zeta \frac{\rho V^2}{2}.$$

Гідравлічні втрати поділяють на два основні види: *місцеві втрати*  $h_m$  і *втрати по довжині труби* (поздовжні втрати)  $h_{mp}$ .

1. *Місцеві втрати напору* зумовлені місцевими гідравлічними опорами – це ділянки труб і каналів із різкою або поступовою зміною розмірів або форми.

Прикладом місцевих опорів (рис. 4.8) можуть бути засувка, діафрагма, дифузор, коліно і т. п. Місцеві втрати напору також виражають у частках швидкісного напору.

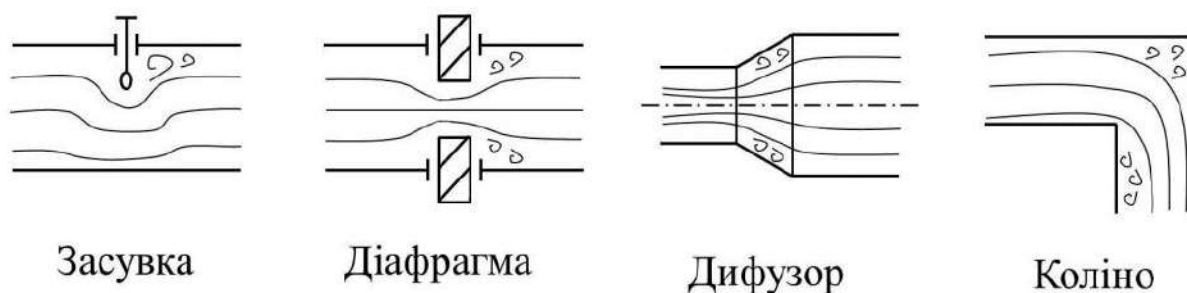


Рис. 4.8. – Приклади місцевих опорів.

Втрати напору в місцевих опорах визначають за формулою Вейсбаха:

$$h_m = \zeta_m \frac{V^2}{2g},$$

де  $\zeta$  – коефіцієнт місцевого опору, який беруть за даними експериментів;  
 $V$  – швидкість руху рідини.

Кожен місцевий опір характеризується своїм коефіцієнтом опору, який можна визначити за довідником.

2. *Втрати напору на тертя по довжині* виникають при протіканні рідини по трубах і каналах при рівномірному або нерівномірному русі.

Механізм виникнення цих втрат пов'язаний із внутрішнім тертям. У загальному випадку ці втрати залежать від довжини і діаметра трубопроводу, властивостей рідини (в'язкості) і для різних рідин будуть різними.

Розглянемо горизонтальну ділянку труби довжиною  $l$  (рис. 4.9).

Для визначення поздовжніх втрат напору  $h_{mp}$  використовують формулу Дарсі-Вейсбаха:

$$h_{mp} = \lambda \frac{l}{d} \frac{V^2}{2g},$$

де  $\lambda$  – гідравлічний коефіцієнт тертя (коефіцієнт Дарсі);

$l$  – довжина трубопроводу;

$d$  – діаметр;

$V$  – середня швидкість рідини в трубі.

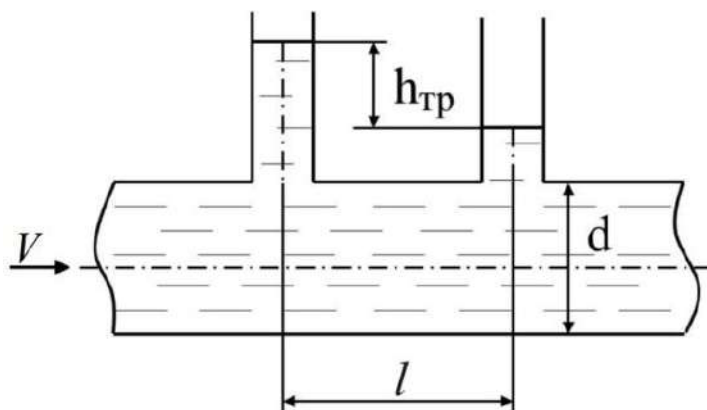


Рис. 4.9. – Труба постійного перерізу.

Гідравлічний коефіцієнт тертя  $\lambda$  залежить від в'язкості і швидкості рідини (режиму руху) та якості поверхні трубопроводу.

#### 4.5. Витрата. Рівняння нерозривності для струминки та потоку.

##### Рівняння суцільності елементарної струминки та потоку рідини

Розглянемо елементарну струминку в потоці рідини (рис. 4.10.). Виділимо перерізи 1-1, 2-2 та 3-3. Відповідно до другої властивості елементарної струминки з її боків не може витікати і втікати до неї рідина.

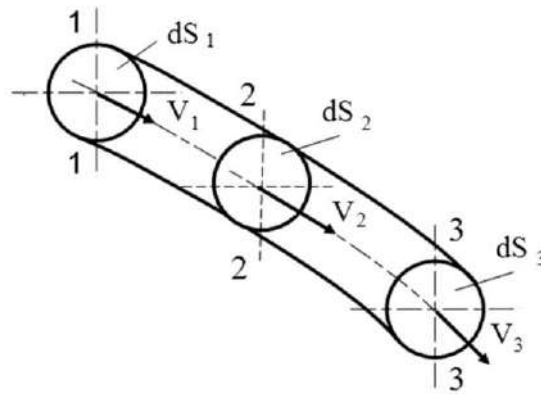


Рис. 4.10. – *Елементарна струминка рідини.*

Розглянемо рух рідини в елементарній струминці. За час  $dt$  через площу перерізу  $dS_1$  втікає рідина в кількості

$$dQ_1 = dS_1 V_1 dt .$$

Аналогічно через переріз 2–2 витече така сама кількість рідини :

$$dQ_2 = dS_2 V_2 dt .$$

Аналогічно через переріз 3–3 втече та сама кількість :

$$dQ_3 = dS_3 V_3 dt .$$

Оскільки бокова поверхня елементарної струминки непроникна, то можна записати рівність витрат в усіх перерізах елементарної струминки :

$$dQ_1 = dQ_2 = dQ_3, \text{ або } dS_1 V_1 dt = dS_2 V_2 dt = dS_3 V_3 dt .$$

Звідси 
$$dS_1 V_1 = dS_2 V_2 = dS_3 V_3 .$$

Рівняння є рівнянням *суцільності (нерозривності)* для елементарної струминки, тобто витрата рідини в усіх перерізах елементарної струминки є *постійною*.

Аналогічне рівняння можна одержати для всього потоку рідини.

Розглянемо рух рідини в перерізах потоку (рис. 4.11.). Потік рідини складається з нескінченно великої кількості елементарних струминок.

Скористаємося рівнянням суцільності для елементарної струминки:

$$dS_1 V_1 = dS_2 V_2 = dS_3 V_3 .$$

Проінтегруємо це рівняння по всій площі перерізу і одержимо витрати всього потоку :

$$\int_{S_1} dS_1 V_1 = \int_{S_2} dS_2 V_2 = \int_{S_3} dS_3 V_3 .$$

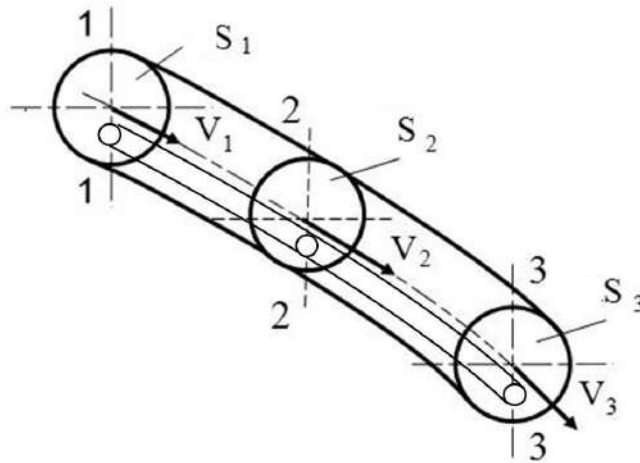


Рис.4.11. – Рух рідини через перерізи потоку.

Оскільки  $\int_S V dS = VS$  (де  $V$  – середня швидкість), можна записати

$$S_1 V_1 = S_2 V_2 = S_3 V_3 = \text{const} \quad \text{або} \quad Q_1 = Q_2 = Q_3 = \text{const},$$

де  $V_1, V_2, V_3$  – середні швидкості в різних перерізах потоку;  $S_1, S_2, S_3$  – площі живих перерізів.

Вираз є рівнянням суцільності, або нерозривності, для потоку.

Звідси маємо, що витрата рідини вздовж потоку є незмінною.

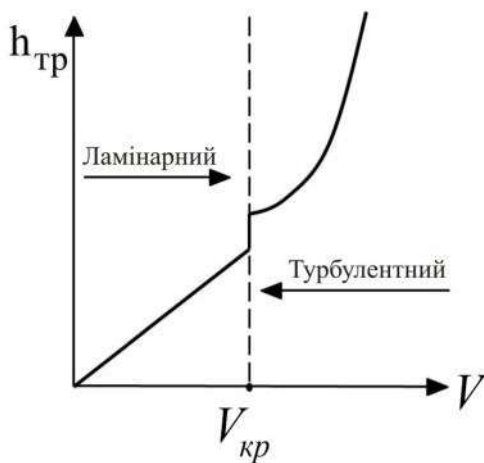


Рис. 4.12. – Залежність втрат напору на тертя від швидкості рідини.

### Втрати напору на тертя в трубах.

#### Формула Дарсі-Вейсбаха

При ламінарному русі залежність втрат напору на тертя  $h_{тр}$  близька до лінійної (рис. 4.12). При турбулентному – втрати напору нарастають більш інтенсивно і крива близька до параболи. Через складність турбулентного руху дотепер відсутня його строга теорія. У більшості випадків при розрахунках використовують експериментальні дані.

Основною розрахунковою формулою для визначення втрат напору при турбулентному русі є формула Дарсі-Вейсбаха:

$$h_{тр} = \lambda_m \frac{l}{d} \frac{V^2}{2g},$$

де  $\lambda_r$  – гідравлічний коефіцієнт тертя при турбулентному режимі (коефіцієнт

Дарсі).

При турбулентному режимі втрати напору пропорціональні *квадрату швидкості*. Коефіцієнт Дарсі  $\lambda_T$  залежить від діаметра труби  $d$ , числа Рейнольдса  $Re$  та шорсткості труби  $\Delta e$ :

$$\lambda_T = f(Re, \Delta e/d).$$

При розрахунках використовують значення еквівалентної шорсткості труби  $\Delta e$ .

*Еквівалентна шорсткість  $\Delta e$*  – це уявна висота виступів на внутрішній поверхні труб, яка при обчисленні дає такі самі втрати напору, як і за наявності дійсних виступів.

#### 4.6. Геометричний і енергетичний зміст складових рівняння Бернуллі.

Усім складовим рівняння Бернуллі можна дати пояснення з геометричної та енергетичної точок зору.

Візьмемо елементарну струминку (рис. 4.13) і проведемо два перерізи 1-1 та 2-2, розташовані на висотах  $z_1$  і  $z_2$  від площини порівняння 0-0.

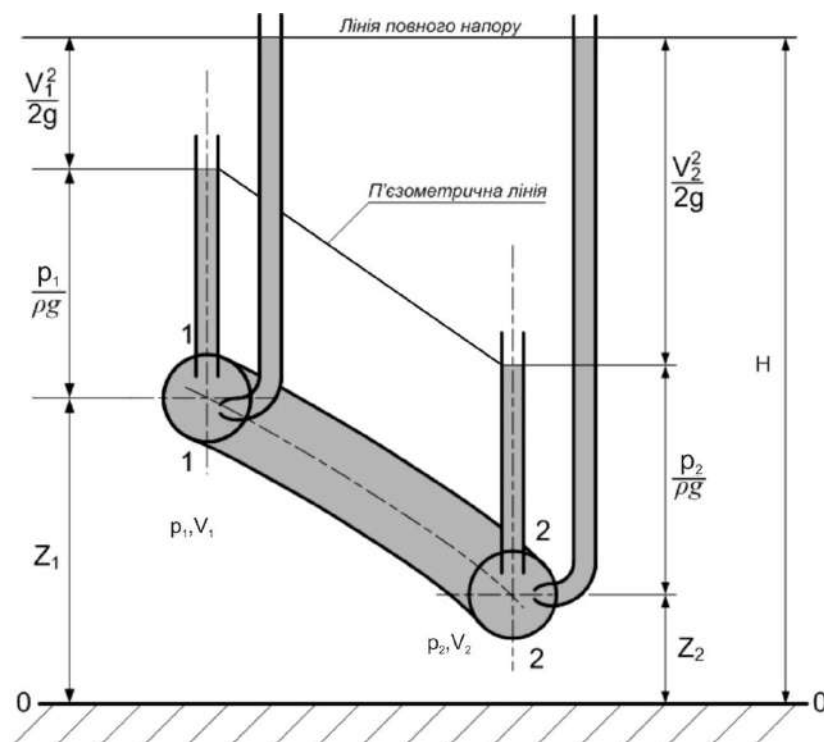


Рис. 4.13. – Зміна п'єзометричного і швидкісного напорів уздовж струминки ідеальної рідини.

Установимо в центрі ваги А і В кожного перерізу п'єзометричні трубки.

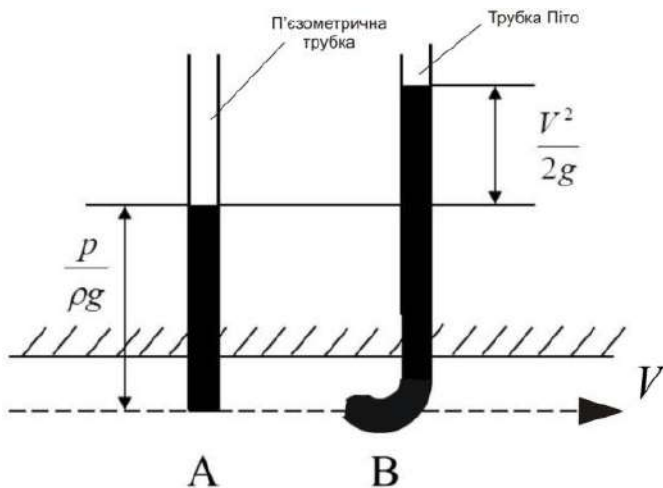


Рис. 4.14 – Прилади для вимірювання швидкості в рідині.

Внаслідок тиску рідина в кожній трубці піднімається на висоту  $h_p = \frac{p}{\rho g}$ , що називається *п'єзометричною висотою*.

Попередньо розглянемо вимірювальний прилад, який називається трубкою Піто (рис. 4.14.). Це вигнута під кутом  $90^\circ$  трубка із наконечником меншого діаметра, ніж діаметр скляної трубки. Ця трубка служить для вимірювання швидкості в

точці рідини, у якій вона поміщена.

У трубці Піто рідина у порівнянні із п'єзометричною трубкою додатково піднімається на висоту  $\frac{V^2}{2g}$  у зв'язку з тим, що частинки рідини, які набігають на трубку зі швидкістю  $V$ , створюють додатковий тиск на нерухому рідину.

Запишемо рівняння Бернуллі для перерізів 1-1 і 2-2 :

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g},$$

де  $z$  – відстань від довільно вибраної горизонтальної площини до центра ваги кожного перерізу;  $p$  – тиск у центрі ваги перерізу;  $V$  – середня швидкість рідини в цьому перерізі.

Розглянемо складові рівняння з *геометричної точки зору*.

1. Величина  $z$  – це *геометрична висота або напір*. У гідравліці широко використовується термін *напір*, під яким розуміють питому енергію.

2. Величину  $\frac{p}{\rho g}$  називають *п'єзометричною висотою, або напором*.

3. Величина  $\frac{V^2}{2g}$  – це *швидкісний (динамічний) напір*.

Усю суму напорів називають *повним напором  $H$* .

Усі члени в рівнянні Бернуллі мають *лінійну розмірність*.

Розглянемо *енергетичний зміст* рівняння Бернуллі.

З енергетичної точки зору сума трьох складових  $z + \frac{p}{\rho g} + \frac{V^2}{2g}$  є повною питомою енергією, тобто енергією, віднесеною до одиниці ваги рідини.

Окремі складові рівняння:

- 1)  $z$  – питома потенціальна енергія (її величина залежить від положення центра ваги розглянутого перерізу над площею порівняння);
- 2)  $\frac{p}{\rho g}$  – питома потенціальна енергія тиску (її значення залежить від тиску  $p$ );
- 3)  $z + \frac{p}{\rho g}$  – питома потенціальна енергія;
- 4)  $\frac{V^2}{2g}$  – питома кінетична енергія.

Рівнянню Бернуллі можна дати таке фізичне трактування.

Уздовж потоку рідини, в якій відсутні втрати енергії, повна питома енергія рідини залишається незмінною, тобто рівняння виражає закон збереження енергії елементарної струминки.

#### 4. 7. Фізичне та геометричне його інтерпретування.

##### Рівняння Бернуллі для струминки реальної в'язкої рідини

Розглянемо елементарну струминку реальної рідини (рис. 4.15).

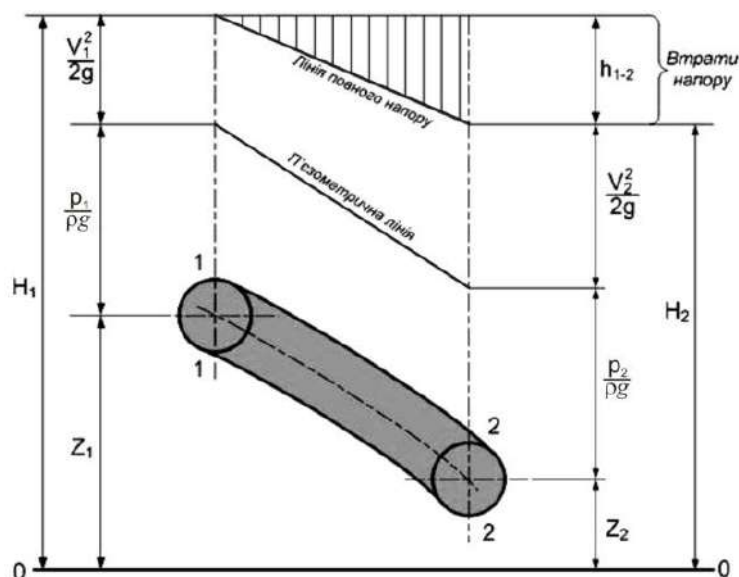


Рис.4.15 – Графічна ілюстрація рівняння Бернуллі для струминки реальної в'язкої рідини.

Під час руху реальної рідини частина енергії потоку витрачається на

подолання сил тертя між шарами рідини та між рідиною і стінками русла. Крім того, рух рідини часто супроводжується обертанням частинок, при цьому утворюються вихори, окремі шари рідини перемішуються. Це призводить до втрат енергії (напору).

Для реальної рідини повний напір  $H_1$  у перерізі 1-1 не дорівнює повному напору  $H_2$  у перерізі 2-2, тобто

$$H_1 \neq H_2.$$

Повні напори в кожному перерізі :

$$H_1 = \frac{V_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1; H_2 = \frac{V_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_2.$$

Під час руху рідини в елементарній струминці від перерізу 1-1 до перерізу 2-2 відбуваються *втрати питомої енергії* (напору)  $h_{1-2}$ , які дорівнюють різниці повних напорів :

$$h_{1-2} = H_1 - H_2.$$

З урахуванням можна записати рівняння

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} + h_{1-2}.$$

Це рівняння є *рівнянням Бернуллі для струминки в'язкої рідини*.

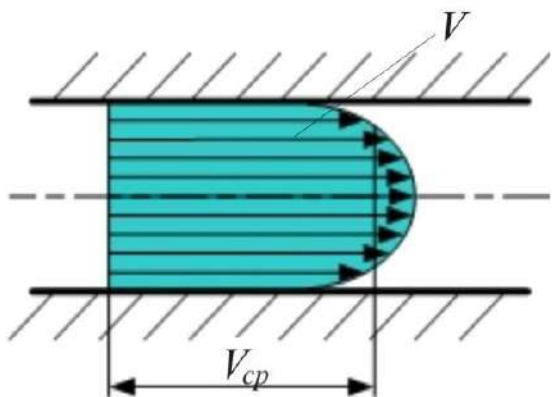


Рис. 4.16. – Розподіл швидкості в перерізі труби.

### Рівняння Бернуллі для потоку в'язкої рідини

Зі струминної теорії відомо, що потік рідини складається із сукупності елементарних струминок. Тому для одержання рівняння Бернуллі для потоку рідини необхідно скласти енергії всіх елементарних струминок по живому перерізу. Але в потоці в'язкої рідини величина швидкості в перерізі змінюється

(рис. 4.16), і відбувається гальмування потоку внаслідок впливу в'язкості). Тому місцеві швидкості в будь-яких точках перерізу різні. При гідравлічних розрахунках береться значення *середньої швидкості*  $V$  течії потоку. Але, замінюючи дійсну швидкість на середню, ми припускаємо похибки.

Ця похибка враховується коефіцієнтом нерівномірного розподілу швидкості по живому перерізу потоку  $\alpha$ . Коефіцієнт  $\alpha$  називають *коефіцієнтом кінетичної енергії*, або *коефіцієнтом Коріоліса*.

$$\alpha = \frac{Kv}{Kv_{\text{сер}}}.$$

Це відношення дійсної кінетичної енергії потоку до кінетичної енергії, обчисленої за середньою швидкістю.

З урахуванням коефіцієнта  $\alpha$  рівняння Бернуллі для потоку реальної рідини можна записати у вигляді

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} + \sum h_{1-2},$$

де  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$  – коефіцієнти кінетичної енергії в перерізах;  $\sum h_{1-2}$  – сумарні втрати питомої енергії (напору).

Коефіцієнт  $\alpha$  залежить від *режиму руху* рідини ( $\alpha = 2$  – для ламінарного,  $\alpha = 1,05 - 1,1$ ;  $\alpha \approx 1$  – для турбулентного).

Графічна ілюстрація рівняння наведена на рис. 4.17.

Лінія, що з'єднує п'єзометричні напори, називається *п'єзометричною*, а та, що з'єднує повні напори, – лінією *повного напору*. Як видно з рисунка 4.17, уздовж потоку напори змінюються, а самі лінії є *похилими*.

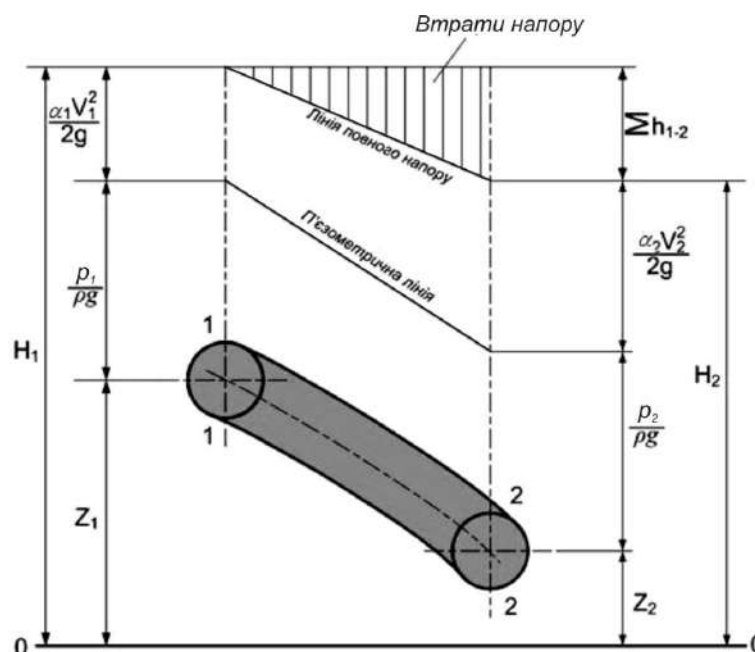


Рис. 4.17 – Графічна ілюстрація рівняння Бернуллі для потоку в'язкої рідини.

## **Лекція 5. Теоретичні цикли двигунів внутрішнього згоряння ДВЗ та ГТУ.**

**5.1.Теоретичні цикли двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ). Робота і ККД циклів.**

**5.2.Теоретичні цикли газотурбінних установок (ГТУ). Схема і принцип роботи ГТУ.**

**5.3. Поняття про ступінь газової турбіни. Активні і реактивні турбіни.**

**5.1.Теоретичні цикли двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ). Робота і ККД циклів.**

**1. Цикли з підводом теплоти при постійному об'ємі (цикли сучасного карбюраторного та інжекторного двигунів) та при постійному тиску.**

**2. Змішаний цикл (цикл сучасного дизельного двигуна).**

**3. Робота та термічний к.к.д. циклів.**

**Двигун внутрішнього згоряння (ДВЗ)** – найбільш розповсюджений тепловий двигун у світі. Він займає лідируюче положення в автомобільному, залізничному і водному транспорті, у дорожніх машинах та ін. Виняткова роль двигунів внутрішнього згоряння в енергетиці сільського господарства. ДВЗ - невід'ємний елемент тракторів, комбайнів, автотранспорту, резервних дизельних електростанцій і багатьох інших агрегатів сільськогосподарського виробництва.

У реальних теплових двигунах джерелом теплоти служать гарячі гази – результат згоряння палива, а охолоджувачем – навколишнє середовище.

Робоче тіло знаходиться в термодинамічній рівновазі відповідно з джерелом теплоти й охолоджувачем. Перехід робочого тіла від температури джерела теплоти до температури охолоджувача (і навпаки) здійснюється по адіабаті.

При аналізі термодинамічних циклів теплових машин допускають, що:

- хімічний склад і кількість робочого тіла не змінюється;
- процес згоряння палива замінюється оборотним процесом підведення теплоти від зовнішнього джерела;
- випуск продуктів згоряння (або пари) замінюється оборотним процесом відводу теплоти в охолоджувач;
- процеси розширення і стиску робочого тіла є адіабатними;
- теплоємність робочого тіла не залежить від температури;
- цикл замкнений, в циклі фігурує 1 кг робочого тіла.

### Термодинамічні цикли ДВЗ.

У залежності від способу підведення теплоти розрізняють три термодинамічних цикли двигунів внутрішнього згоряння:

- цикл із підведенням теплоти при  $v=const$ ;
- цикл із підведенням теплоти при  $p=const$ ;
- цикл із змішаним підведенням теплоти при  $v=const$  і  $p=const$ .

Перший цикл характерний для двигунів із зовнішнім сумішоутворенням (бензинові, газові).

Цикл зі змішаним підведенням теплоти характерний для двигунів із внутрішнім сумішоутворенням. Цикл із підведенням теплоти тільки при  $p=const$  являє собою термодинамічний круговий процес, що протікає в компресорному дизелі, у якому розпил палива в циліндрі здійснюється стисненням (компресором) повітрям. Ці двигуни в даний час не знайшли застосування, і тому зазвичай розглядають тільки перший і третій цикли.

Цикл зі змішаним підведенням теплоти зображений у  $p$ - $v$ - і  $T$ - $s$ -координатах на рисунку 5.1.

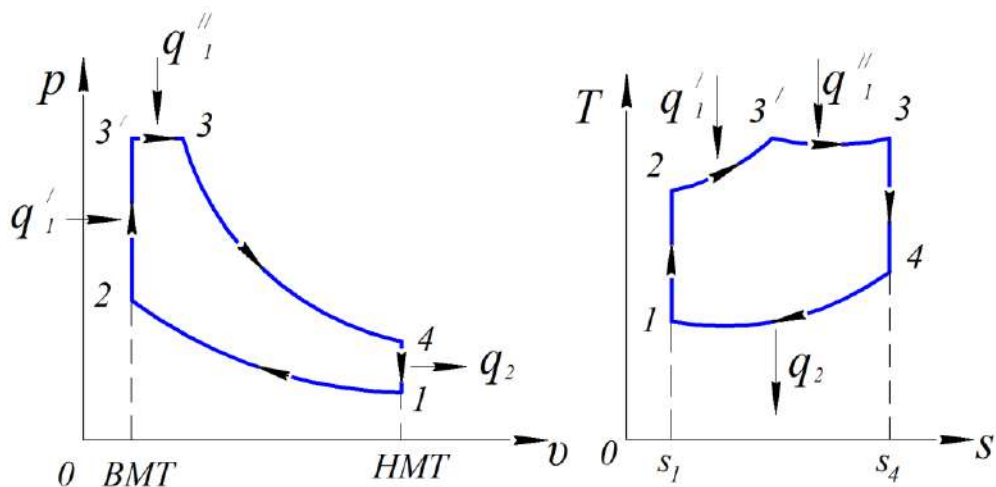


Рис. 5.1. Діаграма циклу двигуна внутрішнього згоряння зі змішаним підведенням теплоти в  $p$ - $v$ - і  $T$ - $s$ - координатах.

Крива 1-2 відповідає процесу адіабатного стиснення робочого тіла. Підведення теплоти (у реальному двигуні при спалюванні палива) спочатку відбувається по лінії 2-3' при  $v=const$ , а потім по лінії 3'-3 при  $p=const$ . При цьому підводиться теплота  $q_1=q_1^I+q_1^{II}$ . Крива 3-4 відповідає процесу адіабатного розширення робочого тіла, а ділянка 4-1 характеризує ізохорний процес відводу теплоти  $q_2$  в охолоджувач.

Введемо безрозмірні параметри, що характеризують цикл:  $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$  – ступінь

стиснення робочого тіла в циклі;  $\lambda = \frac{p_{3'}}{p_2}$  – ступінь ізохорного підвищення

тиску;  $\rho = \frac{v_3}{v_{3'}}$  – ступінь попереднього розширення.

Визначимо термічний ККД циклу. Очевидно, що  
 $q_1' = c_v(T_{3'} - T_2)$ ,  $q_1'' = c_p(T_3 - T_{3'})$ ,  $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$ . Звідси

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_{3'} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3'})}.$$

Для адіабатного процесу 1-2 відповідно до рівняння можна записати:

$$\frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{k-1}; T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}.$$

Для ізохорного процесу 2-3 з урахуванням того, що в цьому процесі

$$\frac{p_{3'}}{p_2} = \frac{T_{3'}}{T_2} \text{ – одержимо: } T_{3'} = T_2 \left( \frac{p_{3'}}{p_2} \right) = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1}.$$

Для ізобарного процесу 3'-3 при  $\frac{v_3}{v_{3'}} = \frac{T_3}{T_{3'}} = \rho$ , Тоді  $T_3 = \rho T_{3'} = T_1 \lambda \rho \varepsilon^{k-1}$ .

Для адіабатного процесу 3-4: з огляду на те, що  $v_2 = v_{3'}$  можна записати:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1}.$$

Помноживши чисельник і знаменник в правій частині рівняння на  $v_{3'}$  і

пам'ятаючи що  $\frac{v_3}{v_{3'}} = \rho$ ;  $v_{3'} = v_2$ ;  $v_4 = v_1$ ,  $\frac{v_1}{v_2} = \varepsilon$ , можна одержати, що

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{v_3}{v_4} \cdot \frac{v_{3'}}{v_{3'}} \right)^{k-1} = \rho^{k-1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot T_4 = T_3 \rho^{k-1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Підставляючи отримані вирази в формулу для теплот  $q_1$  і  $q_2$  з огляду на те,

що  $k = \frac{c_p}{c_v}$ , будемо мати:

$$q_1 = q_1' + q_1'' = c_v T_1 \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)], \quad q_2 = c_v T_1 (\lambda \rho^k - 1).$$

Таким чином, термічний ККД циклу двигуна внутрішнього згоряння зі

змішаним підведенням теплоти запишеться так:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v T_1 (\lambda \rho^k - 1)}{c_v T_2 \varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)]} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}.$$

З наведеної формули випливає, що термічний ККД циклу зі змішаним підведенням теплоти зростає зі збільшенням ступеня стиску  $\varepsilon$  і ступеня підвищення тиску  $\lambda$ , і зі зменшенням ступеня попереднього розширення  $\rho$ .

Цикл із підведенням теплоти при постійному об'ємі складається з двох адіабат двох ізохор (див. рис. 5.2).

Термічний ККД циклу двигуна внутрішнього згорання з підведенням теплоти при  $v = \text{const}$  можна одержати, якщо у вище розглянутій формулі прийняти  $\rho = 1$ . Тоді  $\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$ . Термічний ККД різних циклів двигунів внутрішнього згорання коливається в межах **0,48...0,65**.

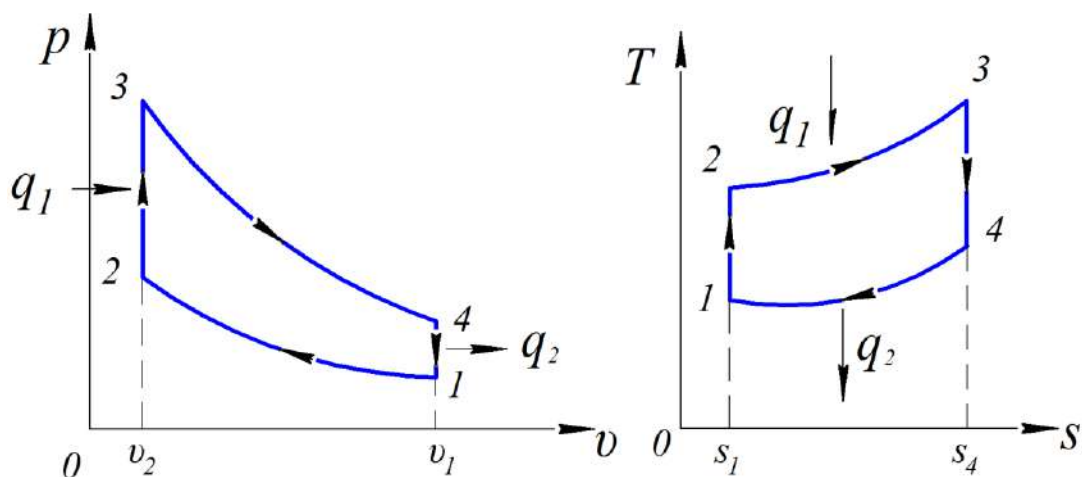


Рис. 5.2. Діаграма циклу двигуна внутрішнього згорання з підведенням теплоти при  $v = \text{const}$  в  $p$ - $v$ - і  $T$ - $s$ - координатах.

## 5.2. Теоретичні цикли газотурбінних установок (ГТУ).

1. Поняття про ГТУ. Схема і принцип роботи ГТУ.
2. Теоретичний цикл сучасної ГТУ.
3. Визначення параметрів  $p$ ,  $T$  в характерних точках циклу ГТУ.
4. Робота і ККД циклу.

**Газотурбінна установка (ГТУ)** – це теплова машина, в якій потенціальна енергія гарячих газів (продуктів згорання палива) перетворюється в кінетичну енергію газової струмینی, а остання на лопатках робочого колеса газової турбіни перетворюється в механічну роботу на валу, яка іде на привід

споживача (електрогенератор, водяний або повітряний гвинт, ходова частина танка, тягача).

На рис. 5.3. зображено елементарну схему ГТУ, яка працює з підведенням теплоти при сталому тиску. Повітряний компресор 2 всмоктує атмосферне повітря, стискає його й нагнітає в камеру згорання 3. Туди насосом 1 подається рідке чи газоподібне паливо.

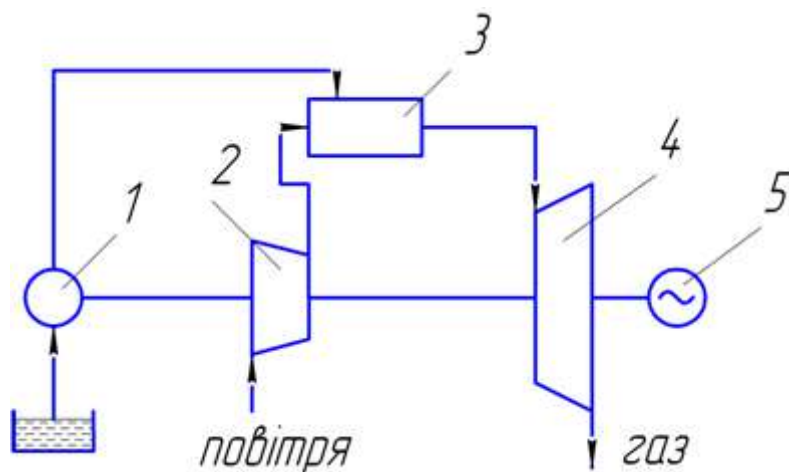


Рис. 5.3. Схема газотурбінної установки.

При згоранні висококалорійного палива в камері згорання температура зростає до 2000 °С. Але сучасні жаростійкі сталі і сплави, з яких виготовляють робочі лопатки газової турбіни (навантажені

великими відцентровими силами), допускають

температури 700...900 °С. Для того, щоб понизити температуру продуктів згорання з 2000 °С до 700...900 °С, їх розбавляють великою кількістю відносно холодного повітря після компресора. Зазвичай, коефіцієнт надлишку повітря для камер згорання авіаційних установок складає  $\alpha = 4...5$ , а для стаціонарних 6...10. Якщо спалювати паливо при такому великому коефіцієнті надлишку повітря, то згорання буде протікати дуже повільно і з великим механічним і хімічним недогоранням. Тому для повного спалювання палива все повітря, яке подається в камеру згорання, ділять на первинне і вторинне. До ядра полум'яного факела підводять первинне повітря з невеликим коефіцієнтом надлишку ( $\alpha=1...1,15$ ). В цьому ж напрямку подається газове або дрібнороспилене рідке паливо, де воно згорає з виділенням великої кількості теплоти.

Вторинне повітря направляється в камеру згорання таким чином, щоб, охолоджуючи стінки камери, воно не торкалося факела. Сприймаючи теплоту від стінок камери згорання, вторинне повітря нагрівається і в кінці камери змішується з продуктами згорання. Утворена в результаті цього суміш газу з повітрям, яка має температуру 700...900 °С, направляється в турбіну 4. В

сопловому апараті турбіни потенціальна енергія робочого тіла (газа) перетворюється в кінетичну. Газ з великою швидкістю направляється в канали робочих лопаток турбіни, де його кінетична енергія перетворюється в механічну роботу, яка передається на вал електрогенератора 5.

Згорання палива в ГТУ здійснюється в камері згорання при постійному тиску робочого тіла, так що теоретичний цикл ГТУ визначається послідовністю наступних термодинамічних процесів (див. рис. 5.4.): адіабатного процесу стиснення р. т. 1-2 (в компресорі) → ізобарного підводу до р. т. теплоти 2-3 (в камері згорання) → адіабатного процесу розширення 3-4 (в газовій турбіні) → ізобарного відводу теплоти в навколишнє середовище 4-1.

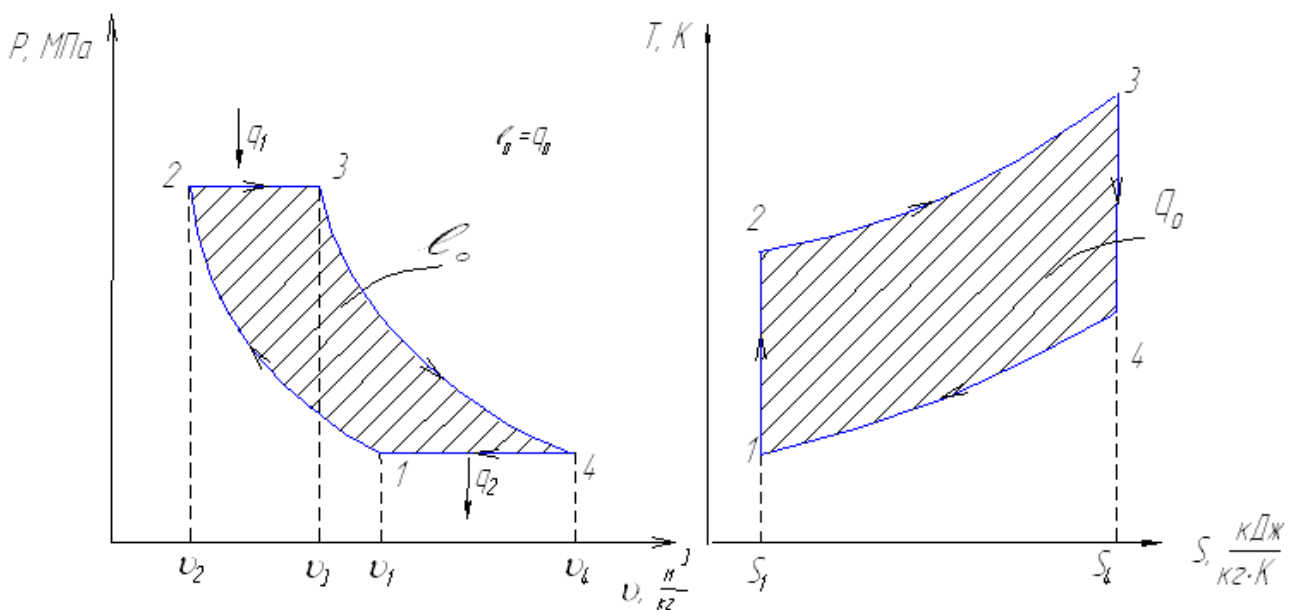


Рис. 5.4. Теоретичний цикл ГТУ.

В якості головних характеристик теоретичного циклу ГТУ виступають:

ступінь підвищення тиску робочого тіла в циклі  $\pi = \frac{p_2}{p_1}$  і ступінь підігріву

робочого тіла в камері згорання  $\theta_{к.з.} = \frac{T_3}{T_2}$ , або максимальна температура  $T_{3max}$ ,

яка вибирається для даного типу ГТУ.

Параметри робочого тіла в характерних точках циклу при вибраних  $\pi = 6...10$ , і  $\theta_{к.з.} = 2...3$  визначаються як:

Точка 1):  $p_1, \text{ МПа}, T_1, \text{ К}$  – параметри навколишнього середовища.

Точка 2):  $p_2 = p_1 \pi, \text{ МПа}, T_2 = T_1 \pi^{k-1/k}, \text{ К}.$

Точка 3):

$$p_3=p_2, \text{ МПа}, T_3=T_2\theta_{\kappa.3}, K.$$

Точка 4):

$$p_4=p_1, \text{ МПа}, T_4=\frac{T_3}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}=T_1\theta_{\kappa.3}, K.$$

$$\text{Термічний ККД циклу: } \eta_t = \frac{\ell_0}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_{pm}(T_4 - T_1)}{c_{pm}(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}.$$

$$\text{Робота циклу: } \ell_0 = q_1 \eta_t, \frac{\kappa \text{Дж}}{\kappa \text{г}}.$$

### 5.3. Поняття про ступінь газової турбіни. Активні і реактивні турбіни.

В газовій турбіні процес перетворення потенціальної енергії гарячих газів в механічну роботу здійснюється в два етапу:

1) перетворення потенціальної (по суті внутрішньої) енергії газу в кінетичну;

2) перетворення одержаної кінетичної енергії в механічну роботу (крутний момент) на валу турбіни.

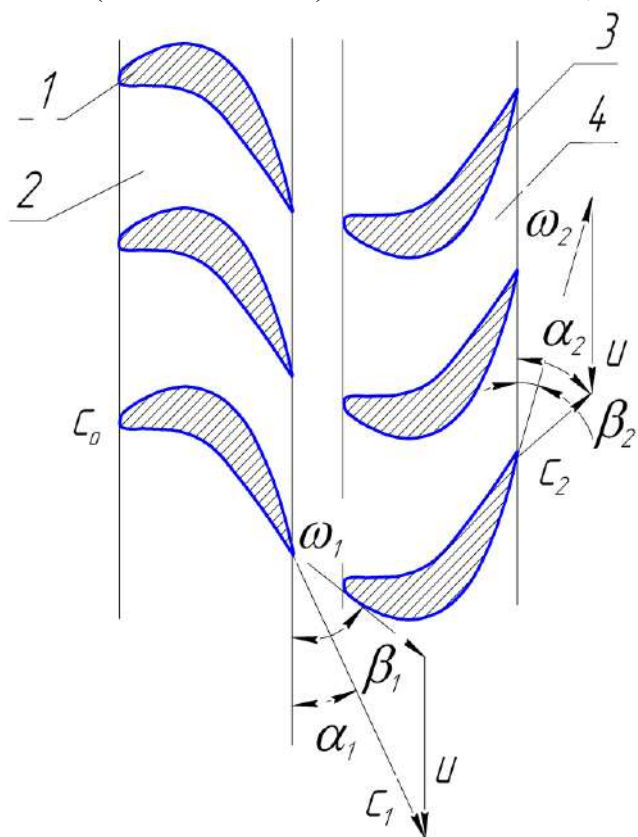
Тому проточна частина газової турбіни складається з двох основних частин:

- перша частина – **сопловий апарат**, який уявляє собою колову соплову ґратку (решітку), що складається з нерухомих (закріплених з корпусом турбіни) лопаток, кожна пара яких створює сопловий криволінійний канал, що звужується від входу до виходу (в якому і прискорюється газовий потік);

- друга частина – це **робоче колесо**, яке уявляє собою диск, посаджений на вал турбіни. На зовнішній поверхні диска закріплені робочі лопатки, які також створюють міжлопаточні криволінійні канали, в яких кінетична енергія газу перетворюється в механічну роботу обертання диска і зв'язаного з ним валу турбіни.

Поєднання соплового апарату (СА) турбіни і її робочого колеса (РК) прийнято називати **ступенем турбіни**. Розрізняють одноступінчасті і багатоступінчасті турбіни. Очевидно, що багатоступінчасті (2...4 ступеня) турбіни мають помітно більшу потужність (до десятків тисяч  $\kappa \text{Вт}$ ).

Нижче, на рис. 5.5. показаний переріз лопаточних вінців СА і РК по «середньому» діаметру турбіни. В перерізі видно профілі («коритця») лопаток, там же показані так звані трикутники швидкостей газового потоку на виході з СА (на вході в РК) і на виході з РК,



Тут  $c_1$  – абсолютна швидкість потоку на виході з СА;

$\omega_1$  – відносна швидкість потоку на вході в РК;

$u$  – колова (переносна) швидкість РК;

$c_2$  – абсолютна швидкість потоку на виході з РК;

$\omega_2$  – відносна швидкість потоку на виході з РК.

На рис. 5.5. показані і характерні кути  $\alpha$  і  $\beta$ , які створюють вектори швидкостей  $\bar{c}$  і  $\bar{\omega}$  з напрямком швидкості  $\bar{u}$  (з площиною обертання диска РК).

Рис.5.5. Схема реактивної дії газу на лопатки турбіни.

Параметри газу (швидкість, тиск, температуру) перед СА, перед лопатками РК і за ними відмічають відповідно індексами 0, 1, 2.

### Активні і реактивні турбіни.

Збільшення кінетичної енергії газу в міжлопаточних каналах СА і на виході з них можна визначити як:

$$i_o - i_1 = \frac{c_{1t}^2 - c_o^2}{2},$$

де  $i$  – ентальпія газу;  $c_{1t}$  – теоретична швидкість потоку на виході з СА.

Якщо прийняти, що  $c_o \approx 0$ , то отримаємо, що  $\frac{c_{1t}^2}{2} = i_o - i_1 = h_{1t}$  - теоретичний теплоперепад на СА (відповідний швидкості  $c_{1t}$ ). В дійсності, внаслідок втрат енергії (через тертя газу об поверхні лопаток) швидкість  $c_1 < c_{1t}$ , м/с. Ці втрати прийнято враховувати коефіцієнтом швидкості  $\varphi = 0,95 \dots 0,97$ . І тоді  $c_1 = \varphi c_{1t}$ ,

м/с.

Залежно від дії газу на лопатки РК розрізняють **активні** і **реактивні** турбіни. В активних турбінах відбувається тільки поворот потоку (струмини) газу, внаслідок чого виникає «активна» сила, яка примушує обертатися диск і вал турбіни. Тиск газу в каналах робочих лопаток активної турбіни не змінюється і залишається рівним тиску на виході з СА, тобто  $p_2 = p_1$ , а швидкість  $\omega_1 = \omega_2$ , де  $\omega_2$  знаходиться так, як і  $c_1$  на виході з СА.

$$\text{Тоді } i_1 - i_2 = \frac{\omega_{2t}^2 - \omega_1^2}{2} = h_{2t} - \text{теоретичний теплоперепад на лопатках РК.}$$

$$\text{Звідси } \omega_{2t} = \sqrt{2h_{2t} + \omega_1^2}, \text{ м/с.}$$

Внаслідок втрат енергії в міжлопаточних каналах РК  $\omega_2 < \omega_{2t}$ . Це враховується коефіцієнтом швидкості  $\psi = 0,96 \dots 0,98$ , так що  $\omega_2 = \psi \omega_{2t}$ , м/с. Так що в активній турбіні (оскільки зусилля на вал турбіни передається лише з поворотом струмини газу) робоча лопатка повинна мати дуже зігнутий симетричний активний профіль, а кути входу  $\beta_1$  і виходу  $\beta_2$  з РК повинні бути приблизно однакові, тобто  $\beta_1 \approx \beta_2$ .

В реактивних турбінах в каналах СА відбувається тільки часткове розширення газу від початкового тиску  $p_o$  до якогось проміжного тиску  $p_1$ . Подальше розширення газу проходить в міжлопаточних каналах РК. При цьому тиск газу падає від  $p_1$  до  $p_2$  (за турбіною), внаслідок чого підвищується відносна швидкість від значення  $\omega_1$  до  $\omega_2$ , м/с.

Зусилля, які змушують обертатися диск РК і вал реактивної турбіни зумовлені не тільки активною дією струмини газу на лопатки РК (і його поворотом в міжлопаточному каналі), але і реактивною дією за рахунок прискорення газового потоку в міжлопаточних (також звужуючих) каналах РК. Виникаюча при цьому реактивна сила направлена проти швидкості витікаючого потоку. Розкладаючи цю силу на складові – одну, яка направлена по вісі турбіни і другу – по коловому напрямку, можна одержати вісьове зусилля на робочих лопатках турбіни і колове зусилля, під дією якого і обертається РК (і вал) турбіни.

Характеристикою реактивної турбіни являється ступінь її реактивності, який визначається як відношення теплоперепад, що спрацьовується на лопатках РК до теплоперепад всього ступеня турбіни, тобто:

$$\rho = \frac{h_{2t}}{(h_{1t} + h_{2t})}.$$

Звідси видно, що для «чисто» активної турбіни  $\rho=0$  (хоча на практиці активними вважають турбіни з невеликим ступенем реакції ( $\rho= 0,1...0,15$ )). В реактивних турбінах  $\rho$  може досягати величин  $0,3...0,5$ . Використовувати більш високі ступені реактивності небажано через зростання втрат енергії газу з вихідною швидкістю  $c_2$  («недокрутки» або «перекрутки» струмени (потіку) по відношенню до вісі РК і валу турбіни).

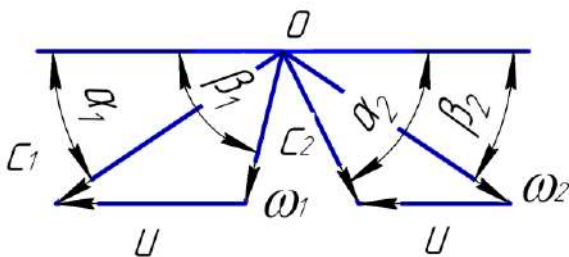


Рис.5.6. Сполучені трикутники швидкостей на вході і виході з РК.

Виявляється, що для забезпечення вісьового виходу потоку газу з турбіни необхідно забезпечити оптимальне співвідношення між коловою швидкістю

РК і абсолютною швидкістю газу на виході з СА турбіни, тобто  $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{opt}$ , (та і

друга швидкості розраховуються на середньому діаметрі лопаточного вінця РК).

Звертаючись до сполучених трикутників швидкостей на вході і виході з РК (рис. 5.6.), можна записати, що:

$$\begin{aligned} c_1 \cos \alpha_1 &= u + \omega_1 \cos \beta_1 \\ \omega_2 \cos \beta_2 &= u + c_2 \cos \alpha_2 \end{aligned}$$

Приймаючи, що потік газу на виході з РК вісьовий (паралельний вісі турбіни, тобто  $\alpha_2 = 90^\circ$ ) і пам'ятаючи, що для активної турбіни  $\omega_1 \approx \omega_2$  і  $\beta_1 \approx \beta_2$  можна після взаємної підстановки величин записані вище рівняння переписати як:

$$c_1 \cos \alpha_1 = 2u \Rightarrow \left(\frac{u}{c_1}\right)_{opt} = \frac{\cos \alpha_1}{2}.$$

Через те що кут  $\alpha_1$  у виконаних турбінах становить  $17^\circ...22^\circ$  (малий кут),

то  $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{opt} = 0,45...0,48 \approx 0,5$ .

Таким чином, для забезпечення вісьового виходу потоку газу з активної

турбіни колова швидкість її РК повинна бути в два рази менше швидкості  $c_1$  на виході з СА цієї турбіни.

Для реактивної турбіни, наприклад зі ступенем реактивності  $\rho=0,5$  співвідношення  $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{ont} = \cos \alpha_1$  (без виведення), що при названих вище кутах  $\alpha_1$  становить  $0,92 \dots 0,96 \approx 1,0$ .

Але допустити такі великі колові швидкості (і отже великі відцентрові сили, що діють на робочі лопатки РК) за умов міцності матеріалу лопаток неможливо. Тому на практиці для реактивних турбін допускається співвідношення  $\frac{u}{c_1}$  не більше  $0,7 \dots 0,75$ , що відповідає ступеням реактивності  $\rho=0,3 \dots 0,35$ . При цьому ефективний ККД реактивної турбіни буде складати величину  $0,86 \dots 0,92$  (у активних турбін навіть при  $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{ont}$  він не перевищує  $0,78 \dots 0,83$ ).

Так що, якщо у активної турбіни швидкість  $c_1 = 800 \text{ м/с}$ , то при  $\left(\frac{u}{c_1}\right)_{ont} = 0,5$  колова швидкість повинна дорівнювати  $400 \text{ м/с}$ , і якщо прийняти середній (по лопаткам РК) діаметр турбіни рівним  $0,8 \text{ м}$ , то частота обертання її валу за хвилину складе:

$$n = \frac{60u}{\pi D_{cp}} = \frac{60 \cdot 400}{3,14 \cdot 0,8} = 9550 \frac{\text{об}}{\text{хв}}.$$

Таку частоту обертання неможливо використати при безпосередньому з'єднанні вала турбіни з валом, наприклад, електрогенератора або з валом повітряного гвинта, частота обертання яких не перевищує відповідно  $n_{e.g.} = 3000 \frac{\text{об}}{\text{хв}}$ , а  $n_{n.g.} = 1500 \frac{\text{об}}{\text{хв}}$ .

## **Лекція 6. Водяна пара та вологе повітря.**

### **6.1. Водяна пара.**

### **6.2. Поняття про паросилову установку (ПСУ) і принцип її роботи.**

### **Цикл Ренкіна – основний теоретичний цикл сучасних ПСУ**

### **6.3. Про вологе повітря і параметри, що характеризують його стан.**

## 6.4. Загальне уявлення про побудову ентальпійно-вологомісткісної діаграми (i-d) для вологого повітря.

### 6.1. Водяна пара.

#### 1. Основні визначення та характеристики водяної пари.

При високих тисках і відносно низьких температурах властивості реальних газів відхиляються від властивостей ідеальних газів тим сильніше, чим більша густина газу. Реальний газ на відміну від ідеального складається з молекул кінцевого об'єму, зв'язаних між собою силами взаємодії, що мають електромагнітну природу.

Для реального газу не придатне рівняння стану ідеальних газів:  $p\nu = RT$ .

Рівняння стану реальних газів – це як вже визначалось – рівняння Ван-дер-Ваальса:

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

Всі гази є парою якої-небудь речовини. Тому принципової різниці між поняттям газ і пара немає. Можна також сказати, що газ - це перегріта пара.

Пароутворення – це процес переходу рідини в пару. Пароутворення може відбуватися при підведенні до води теплоти в теплообмінних апаратах, наприклад, в парових котлах. Кипіння – це інтенсивне пароутворення по всій масі рідини, яке відбувається при передачі рідині через стінку посудини певної кількості теплоти. Процес кипіння починається при досягненні рідиною певної температури, яка називається температурою кипіння  $t_s$  або насичення і яка протягом всього процесу кипіння залишається незмінною (тому, що вся теплота витрачається на випаровування рідини). Температура  $t_s$  залежить від природи речовини і тиску  $p$ , з підвищенням тиску  $p$ ,  $t_s$  збільшується. Відповідно до формули Руша (німецький інженер) температура  $t_s = 100\sqrt[4]{p_n}$ , °C, де  $p_n$  - в атмосферах. Тиск, що відповідає  $t_n$ , називається тиском насичення  $p_n$ . Зворотний процес переходу пари в рідкий стан, що супроводжується відводом теплоти, називається конденсацією.

**Насичена пара.** Насиченою парою називається пара, що утворюється в процесі кипіння і знаходиться у термічній і динамічній рівновазі з рідиною. Водяна пара дуже широко застосовується у різних галузях техніки і

промисловості (переробній, харчовій, молочній, м'ясопереробній), головним чином, як теплоносії у теплообмінних апаратах і як робоче тіло в паросилових установках. Це пояснюється присутністю води повсюди, її дешевизною, нешкідливістю для здоров'я людини, відносно добрими термодинамічними властивостями. Поведінка пари різних речовин по суті однакова. Пара буває насичена і перегріта. Насичену пару, в свою чергу, поділяють на вологу насичену (просто вологу) і суху насичену (просто суху).

Рідина може перетворюватися в пару під час випаровування, або під час кипіння. **Випаровування** – пароутворення, що відбувається лише з поверхні рідини при будь-якій температурі (у природі випаровування відбувається у будь-яку пору року, в річках, морях, океанах, з поверхні Землі). При випаровуванні температура рідини зменшується, тому, що з неї вилітають молекули, що мають більші швидкості, внаслідок чого зменшується середня швидкість залишених молекул.

**Суха насичена пара** – пара, що не містить рідини і має температуру насичення ( $t=t_n$ ) при даному тиску  $p$ . Двофазна система, що складається з сухої насиченої пари  $m_{c.n.}$  і рідини  $m_p$  називається **вологою насиченою парою**.

Відношення маси сухої пари  $m_{c.n.}$  до маси вологої пари  $m_{в.н.}$ ,  $m_{в.н.}=m_{c.n.}+m_p$

називається ступенем сухості  $x$  вологої пари, тобто: 
$$x = \frac{m_{c.n.}}{m_{в.н.}} = \frac{m_{c.n.}}{m_{c.n.} + m_p},$$

$x=0....1$ .

Для води, що кипить  $m_{c.n.}=0$ , і  $x=0$ , коли остання крапля води випаровується  $x=1,0$ , тобто, для сухої насиченої пари  $m_p=0$ ,  $x=1$ . Якщо до сухої насиченої пари продовжувати підводити тепло, то її температура збільшиться. Пара, температура якої при даному тиску більша, ніж температура насичення ( $t>t_s$ ) називається **перегрітою парою**, а різниця  $\Delta t=t-t_s$  – **ступенем перегріву пари**, °C. Стан перегрітої пари, як будь-якого газу, визначається двома будь-якими незалежними параметрами: або  $t_s$ ;  $x$ , або  $p$ ;  $x$ .

Таким чином процес пароутворення (утворення одержаної перегрітої пари) при  $p=const$  складається з трьох послідовних стадій:

1. Підігрівання рідини до температури кипіння  $t_s$ .
2. Кипіння рідини при  $t_s = const$ .
3. Перегрівання сухої насиченої пари.

Всі ці стадії відбуваються при  $p = \text{const}$ .

Перебіг процесу пароутворення в діаграмі  $p - v$  і  $T - s$  координат при різних тисках.  $p_3 > p_2 > p_1$  показаний на рис. 4.1.

Тут т. „а” – відповідає стану води, як рідини;

т. „в” – стану води, що починає кипіти;

т. „х” – стану вологої насиченої пари;

т. „с” – стану сухої насиченої пари;

т. „d” – стану перегрітої пари.

Якщо з'єднати (на діаграмах) точки „в”, то можна одержати, так звану, нижню граничну криву  $KM$ , що поділяє області рідини і вологої насиченої пари.

Якщо з'єднати точки „с”, то одержимо, так звану, верхню граничну криву  $KN$ , що поділяє області вологої насиченої пари і перегрітої пари.

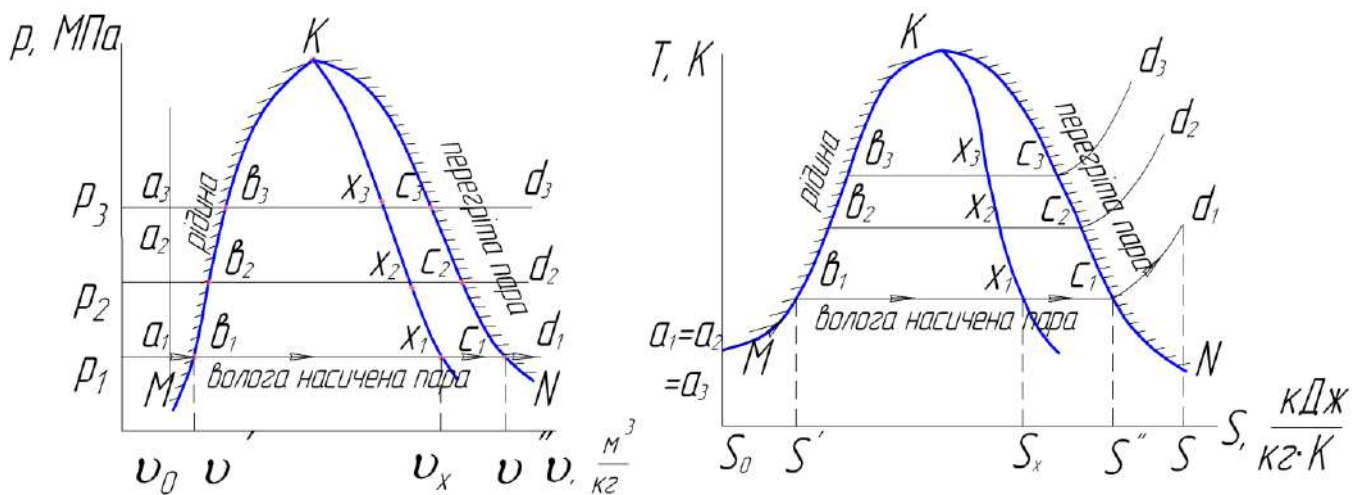


Рис. 6.1. Перебіг процесу пароутворення при різних тисках.

Точка  $K$  (в якій перетинаються граничні криві) називають **критичною точкою** води і водяної пари. В цій точці зникає різниця між рідиною (водою) і водяною парою. Критичні параметри для води: тиск  $p_{кр} = 22,1 \text{ МПа}$ ;  $t_{кр} = 374 \text{ }^\circ\text{C}$ ;  $v_{кр} = 0,00315 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$ .

На діаграмі  $T-s$  координат точки „а” зливаються в одну точку, яка знаходиться на осі температур, де  $T = 273 \text{ К}$ . На цій діаграмі також видно: як будуються граничні криві  $KM$  і  $KN$  і де знаходиться критична точка „K”.

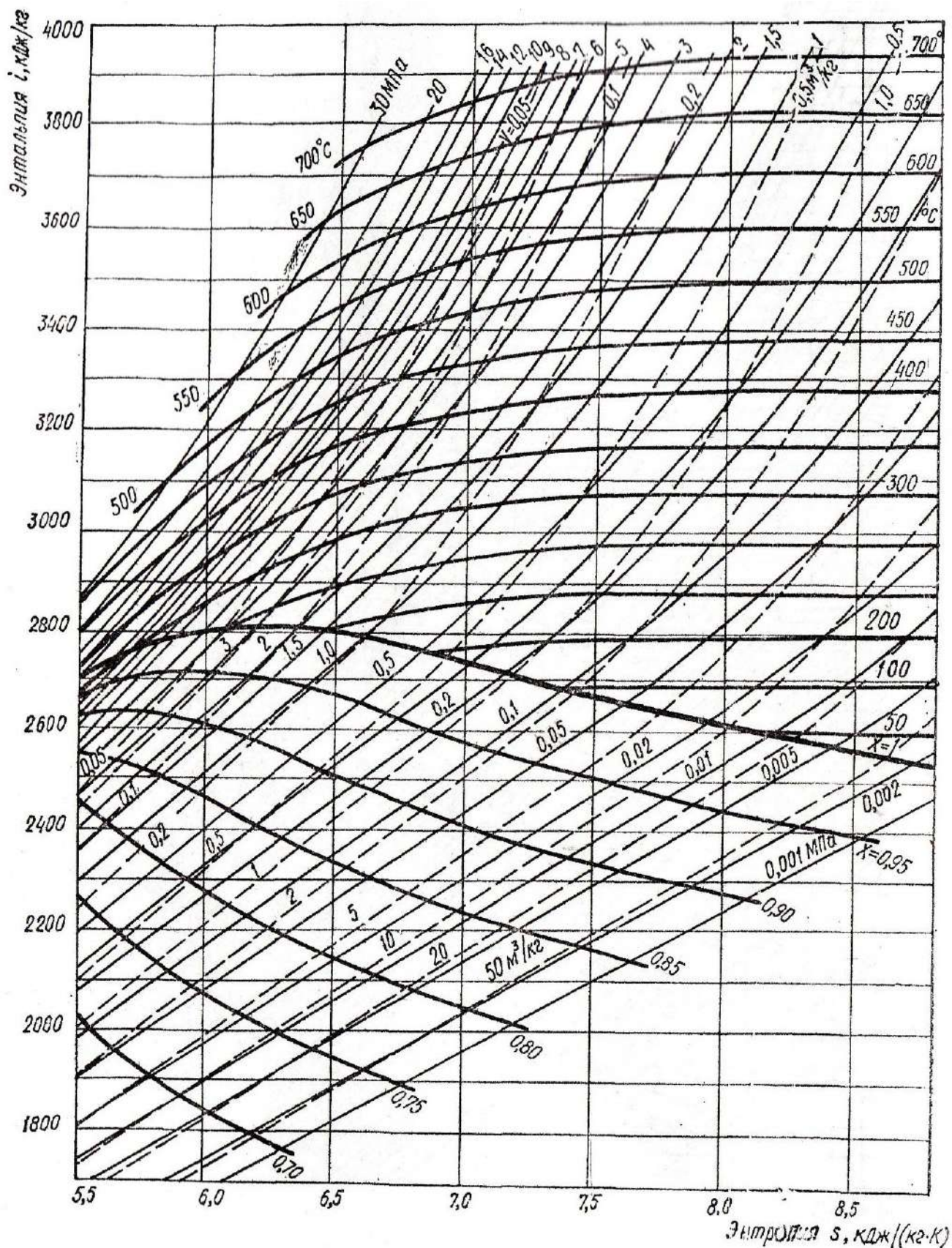


Рис. 6.2.  $i$ - $s$  діаграма водяної пари.

Таким чином, з точки зору термодинаміки, процес **пароутворення** – ізобарний процес, який в області вологої насиченої пари є одночасно і

ізотермним процесом.

В інженерній практиці термодинамічні процеси з водяною парою розраховують за допомогою, так званої, ентальпійно-ентропійної діаграми для водяної пари (рис. 6.2.). Ця діаграма побудована по знайденим розрахунково – дослідним даним (до тиску 100 МПа і температури 1000 °С).

Маючи всі дані ( $p, t, v, x, i, s$ ) для характерних точок процесу пароутворення ( $a, в, x, c, d$ ), можна побудувати ізобари (для різних тисків), ізотерми (для різних температур), ізохори (для різних питомих об'ємів), лінії постійних ступенів сухості вологої насиченої пари. Горизонталі на цій діаграмі – це ізоентальпії ( $i = const$ ). Вертикалі – це ізоентропи ( $s = const$ ), або адіабати.

Якщо знайти на  $i-s$  діаграмі для водяної пари початкову (1) і кінцеву (2) точки термодинамічного процесу і зняти по відповідним шкалам основні параметри пари ( $p, t, v, x, i, s$ ), то можна визначити і всі основні характеристики будь-якого термодинамічного процесу, що виконує водяна пара.

Пам'ятаючи, що ентальпія пари  $i = u + p v$ , а звідси  $u = i - p v$ , можна визначити зміну внутрішньої енергії пари як:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Потім знайти теплоту, що фігурує в процесах:

- ізохорному ( $v = const$ ):

$$q = \Delta u, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}},$$

- ізобарному ( $p = const$ ):

$$q = \Delta i, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}},$$

- ізотермному ( $T = const$ ):

$$q = T \Delta s, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}},$$

- адіабатному ( $p v^k = const$ ),  $q \equiv 0, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$

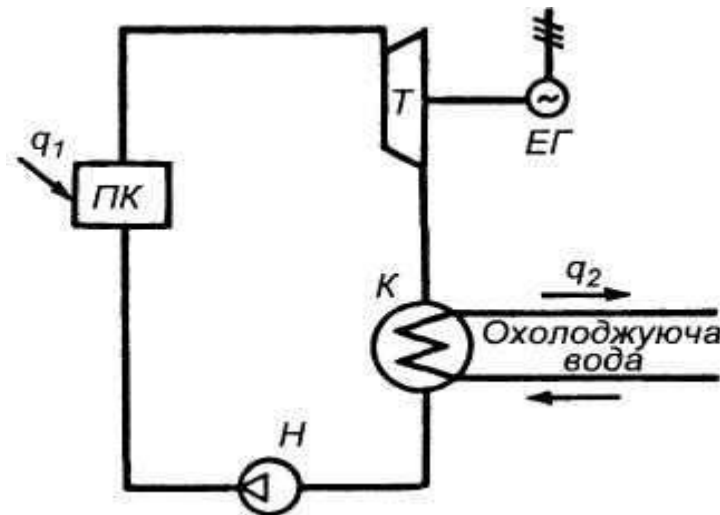
Показник адіабати  $k = 1,3$  для перегрітої пари і  $k = 1,035 + 0,1x$  – для вологої пари. Також для любого процесу можна визначити і роботу, що здійснює пара:

$$\ell = q - \Delta u, \frac{\kappa \Delta \mathcal{E}}{\kappa \mathcal{E}}.$$

Зміни ентальпії і ентропії в конкретному процесі очевидні:

$$\Delta i = i_2 - i_1, \frac{\kappa \Delta \mathcal{E}}{\kappa \mathcal{E}}, \Delta s_2 = s_2 - s_1, \frac{\kappa \Delta \mathcal{E}}{\kappa \mathcal{E} \cdot K}.$$

## 6.2. Поняття про паросилову установку (ПСУ) і принцип її роботи. Цикл Ренкіна – основний теоретичний цикл сучасних ПСУ.



У сучасній стаціонарній теплоенергетиці в основному використовуються парові теплосилові установки. На долю паротурбінних електростанцій приходить більше 80 % виробництва електроенергії.

У парових теплосилових установках в якості робочого тіла, як правило, використовується

водяна пара. На рисунку 6.3 подана схема паросилової установки. З парового котла ПК перегріта пара з параметрами  $p_1$ ,  $T_1$ ,  $i_1$  надходить у парову турбіну  $T$ . При розширенні в сопловому апараті турбіни пара набуває значну кінетичну енергію, що на лопатках ротора турбіни перетворюється в механічну роботу. Ця механічна енергія турбіни перетворюється в електрогенераторі  $ЕГ$  в електричну енергію. Після турбіни пара з тиском  $p_2$  і ентальпією  $i_2$  надходить у конденсатор  $К$ , що являє собою теплообмінник, у трубках якого циркулює вода, яка і охолоджує пару. У конденсаторі від пари відводиться теплота  $q_2$ , у результаті чого пара конденсується. Конденсат подається насосом  $Н$  в котел і цикл повторюється знову. Таким чином, характерна риса паросилових установок – фазове перетворення робочого тіла в циклі.

Розглянемо описаний замкнутий процес у  $p$ - $v$  і  $T$ - $s$  - координатах рис 6.4.

Точка 4 відповідає станові робочого тіла перед паровим котлом. У котлі відбуваються нагрівання рідини (4-5), пароутворення (5-6) і перегрів пари (6-1). Теплота  $q_1$  підведена до 1 кг робочого тіла в ізобарному процесі, дорівнює

різниці ентальпій у кінцевій і початковій точках процесу  $q_1 = i_1 - i_4$ . У паровій турбіні здійснюється адіабатний процес розширення (1-2). У результаті перегріта пара перетворюється в суху насичену, а потім у вологу з параметрами точки 2. Конденсація пари відбувається при постійному тиску (процес 2-3). Ізобари в області вологої насиченої пари є одночасно й ізотермами, тобто на ділянці 2-3 тиск  $p_2$  і температура  $T_2$  залишаються незмінними. При цьому від робочого тіла відводиться в навколишнє середовище кількість теплоти  $q_2 = i_2 - i_3$ . Процес 3-4 подачі конденсату в котел насосом зображується ізохорою, тому що вода практично нестиснена. Точки 3 і 4 на  $T-s$  – діаграмах не збігаються, але це відхилення настільки мале, що ним нехтують. Утворений у такий спосіб термодинамічний цикл називається **циклом Ренкіна** (по імені шотландського фізика, що запропонував його в середині XIX сторіччя).

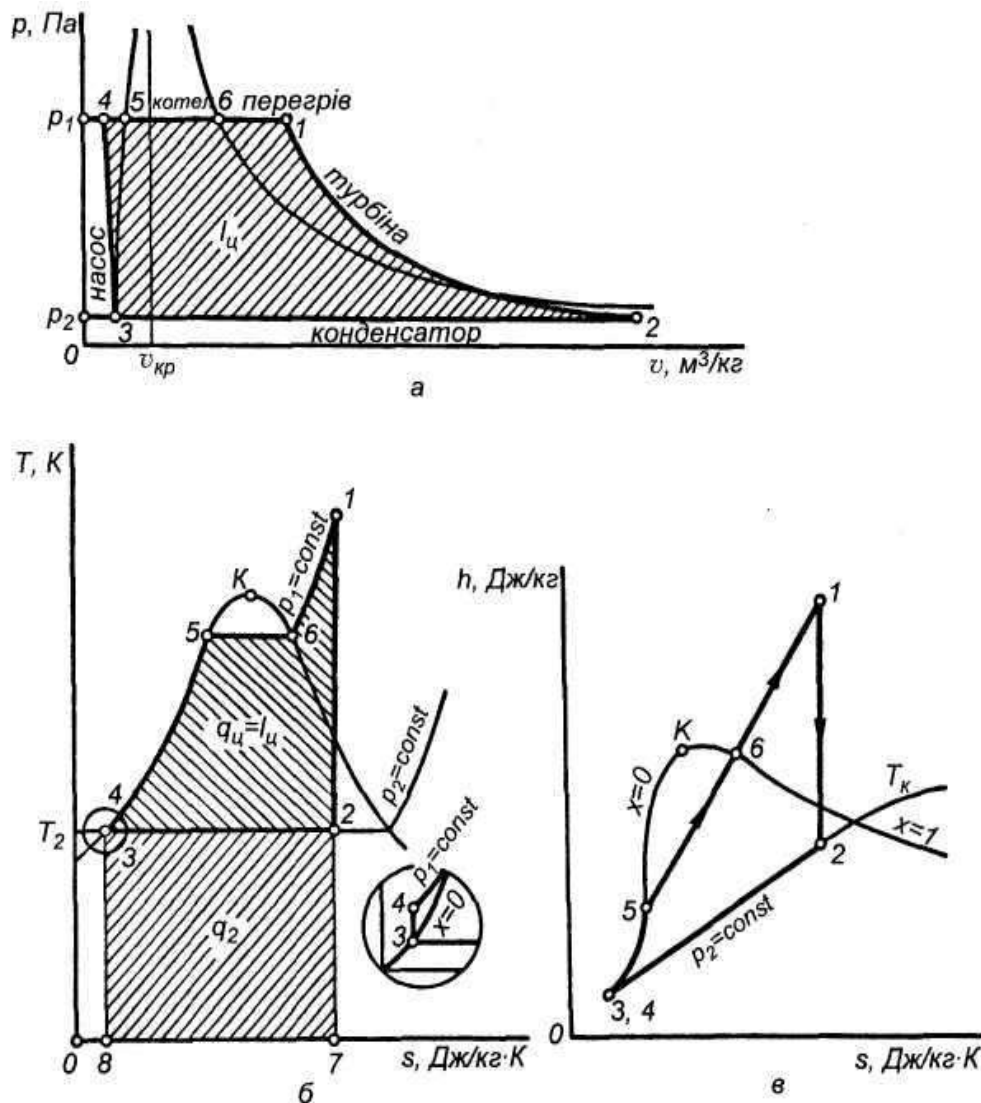


Рис. 6.4. Цикл Ренкіна - теоретичний цикл паросилової установки.

Термічний ККД циклу Ренкіна:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3}.$$

Чисельник  $i_1 - i_2$  дорівнює роботі циклу  $\ell_o$ .

Знаменник – підведена теплота  $q_1$ .

З приведеної формули випливає, що термічний ККД циклу Ренкіна визначається значеннями ентальпії пари до турбіни  $i_1$  і після неї  $i_2$  і ентальпії води  $i_3$  при температурі конденсації пари  $t_2$ . Тому при визначенні значення  $\eta_t$  циклу паросилової установки зручно користуватися  $T$ - $s$ -діаграмою (рис. 6.4.б).

Для підвищення термічного ККД паросилової установки варто розширити межі робочого процесу, а саме підвищити тиск і температуру перегрітої пари (тобто підвищити значення  $i_1$ ) і понизити тиск  $p_2$  пари за турбіною. На сучасних теплових електростанціях початковий тиск  $p_1 = 13...16$  МПа (застосовується також надкритичний тиск, 24 МПа), температура пари  $t_1 = 535...565$  °С. Тиск пари за турбіною  $p_2 = 3...5$  кПа (конденсаційні електростанції – КЕС).

У виконаних з такими параметрами пари КЕС термічний ККД циклу може досягати значень  $\eta_t = 0,4...0,44$ .

**Теплофікація.** Ефективність використання палива, що спалюється в паросиловій установці, можна підвищити, якщо теплоту, що видається, (а вона складає не менше половини кількості теплоти, підведеної до пари в паровому котлі) використовувати для опалення і гарячого водопостачання, або для різних технологічних процесів. У конденсаційних електростанціях (КЕС), призначених для вироблення тільки електричної енергії, коли вода після конденсатора має температуру 20...35 °С, використовувати теплоту цієї води практично складно (через низьку температуру). Для потреб опалення, гарячого водопостачання та ін. температура води повинна бути не менше 80... 100 °С. Цього можна досягти, якщо підвищити тиск пари  $p_2$ , що виходить з турбіни. Такі турбіни називають турбінами з погіршеним вакуумом. Якщо тиск  $p_2$  вище атмосферного, то турбіни називають турбінами з протитиском. Тиск пари за такою турбіною становить 0,10...0,15 МПа (у той час як, на станціях без відпуску теплоти споживачам – КЕС,  $p_2 = 3...5$  кПа).

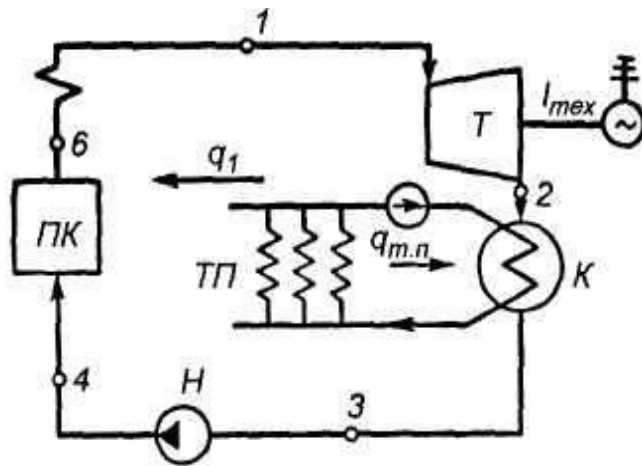


Рис. 6.5. Схема установки для спільного вироблення електричної енергії і теплоти без регульованого відбору пари з турбіни: ПК — паровий котел; Т — парова турбіна; К — конденсатор; Н — насос; ТП — тепловий споживач

Станція, що одночасно виробляє електричну енергію і теплоту для зовнішнього теплопостачання, називається теплоелектроцентраллю (ТЕЦ). Схема такої станції зображена на рисунку 6.5. Діаграма теплофікаційного циклу в  $T$ - $s$ - координатах показана на рисунку 6.6. На принциповій схемі (рис. 6.6) цифри відповідають найбільш характерним точкам на діаграмі (див. рис. 6.7). Зменшення корисної роботи наслідок підвищення тиску за паровою турбіною дорівнює площі 2-2'-4'-4-2. Тому термічний ККД такого циклу нижче, ніж у конденсаційної парової турбіни, але загальне корисне використання теплоти значно більше.

Характеристикою теплосилових установок, що виробляють електричну і теплову енергію (ТЕЦ), служить коефіцієнт використання теплоти:

$$\eta_{с.т} = \frac{(\ell_o + q_2')}{q_1},$$

де  $\ell_o$  - робота циклу, використовувана для одержання електричної енергії;

$q_2'$  - теплота, що відпускається споживачеві;

$q_1$  - підведена теплота від джерела. Для великих ТЕЦ цей коефіцієнт може досягати значень 0,6...0,72.

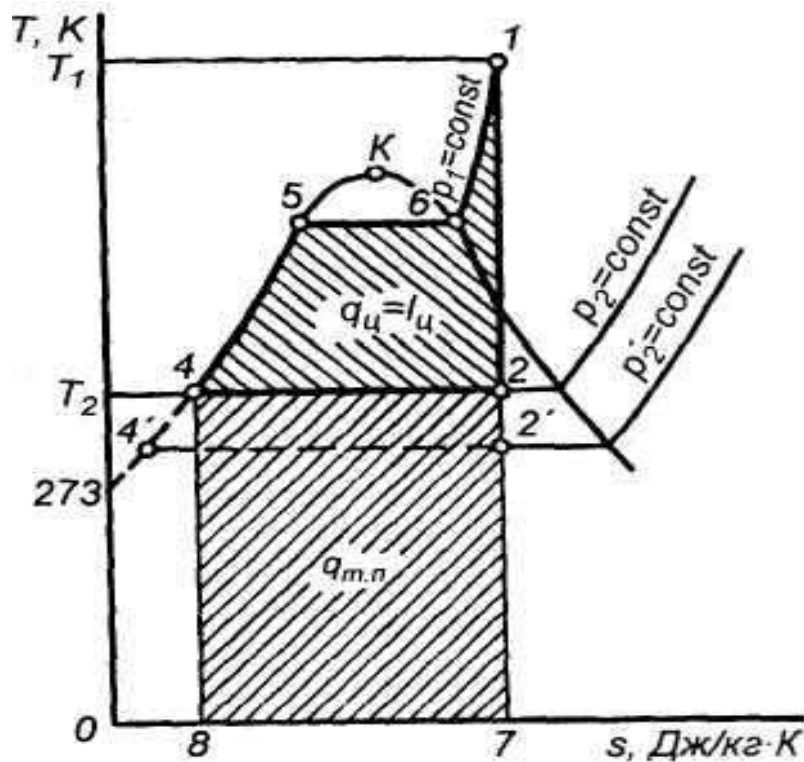


Рис. 6.6. Діаграма теплофікаційного циклу в  $T-s$  координатах.

### 6.3. Про вологе повітря і параметри, що характеризують його стан.

**Атмосферне повітря** це – механічна суміш сухого повітря і водяної пари; це і є вологе повітря.

Атмосферне повітря в техніці часто використовується як робоче тіло у різних технологічних процесах (охолодження води на теплових електричних станціях, кондиціювання повітря, процес сушки вологих матеріалів, перш за все в с.-г. галузі – вологого зерна).

Значення властивостей вологого повітря має особливо велику роль при проектуванні і експлуатації сушильних і вентиляційно-зволожувальних установок.

Запишемо закон Дальтона для вологого повітря:  $p_{\text{бар.}} = p_{\text{с.п.}} + p_{\text{в.п.}}$ , де  $p_{\text{бар.}}$  – атмосферний тиск.

Можна розглядати сухе повітря і водяну пару, як ідеальні гази. Тому для них буде доречним рівняння Клапейрона:  $pV = mRT$ .

Важливою характеристикою вологого повітря є вологовміст. **Вологовміст** – відношення маси водяних парів, що містяться у вологому повітрі до маси

сухого повітря:

$$d = \frac{m_{в.н.}}{m_{с.н.}}, \frac{z(в.н.)}{\kappa z(с.н.)}.$$

Маючи на увазі, що  $V_{с.н.} = V_{в.н.}$ ,  $T_{с.н.} = T_{в.н.}$ ,  $K$ .

Запишемо рівняння стану:  $p_{с.н.} V = m_{с.н.} R_{с.н.} T$ ,  $p_{в.н.} V = m_{в.н.} R_{в.н.} T$ .

Тут  $R = \frac{R_{\mu}}{\mu}$ ,  $\frac{Дж}{кг \cdot K}$ , тоді для сухого повітря і водяної пари газові сталі і їх

співвідношення:  $R_{с.н.} = 287 \frac{Дж}{кг \cdot K}$ ,  $R_{в.н.} = 462 \frac{Дж}{кг \cdot K}$ .

$$\frac{p_{с.н.}}{p_{в.н.}} = \frac{m_{с.н.}}{m_{в.н.}} = \frac{287}{462} = 0,622, \quad \frac{p_{с.н.}}{p_{в.н.}} = 0,622 \frac{1}{d}, \quad \frac{p_{с.н.} - p_{в.н.}}{p_{в.н.}} = \frac{0,622}{d},$$

$$d = \frac{0,622 p_{в.н.}}{p_{с.н.} - p_{в.н.}}.$$

Як бачимо, при зростанні  $d \uparrow \rightarrow p_{в.н.} \uparrow$ ,

При  $d_{max} \rightarrow p_{в.н. max}$ .

Для оцінки ступеню зволоження повітря користуються двома характеристиками:

**Абсолютна вологість** повітря (або масова концентрація водяних парів у повітрі).

**Відносна вологість** повітря.

Абсолютна вологість повітря – це відношення маси пари води до об'єму вологого повітря (на  $1 \text{ м}^3$ ).

$$\rho_{в.н.} = \frac{m_{н.в.}}{V}, \frac{z(в.н.)}{\text{м}^3}; p_{н.в.} V_{н.в.} = R_{н.в.} T; \frac{p_{н.в.}}{\rho_{н.в.}} = R_{н.в.} T; \rho_{н.в.} = \frac{p_{н.в.}}{R_{н.в.} T}.$$

Відносна вологість повітря  $\varphi$  – це відношення його дійсної абсолютної вологості до максимально можливої абсолютної вологості при тій же температурі  $T$  суміші (в %).

$$\varphi = \frac{\rho_{н.в.}}{\rho_{н.в. max}} = \frac{p_{н.в.}}{p_{н.в. max}} 100\%, \quad \varphi = 0 \div 1.$$

$\varphi = 0$  – для сухого повітря.

$\varphi = 1$  (100%) – для вологого повітря (повністю насиченого вологою).

Іншими словами  $\varphi$  – це ступінь насичення атмосферного повітря водяними парами.

Вологість повітря вимірюють *психрометром*. Він складається з 2х

термометрів сухого і мокрого. Ртутний шарик мокрого термометра обгорнутий тканиною безперервно змоченою водою. Термометри обдуває вологе повітря.

Отже різниця  $t_c - t_m$  пропорційна вологості повітря; чим сухіше повітря, тим більша різниця.

Густина вологого повітря – це сума густини пари  $\rho_n$  і сухого повітря  $\rho_{c.n.}$  при їх парціальних тисках:  $\rho_{в.н.} = \rho_{c.n.} + \rho_n = \rho_{c.n.} (1+d) = \frac{\rho_n(1+d)}{d}$ .

**Температура точки роси  $t_p$**  – температура, при якій вологе повітря досягає стану насичення, або температура до якої слід охолодити вологе повітря при  $p=const$  до стану насичення. Стан насичення характеризується відносною вологістю  $\varphi = 100\%$ ;

Ізобарна теплоємність вологого повітря  $c_p$  дорівнює сумі теплоємностей 1 кг сухого повітря і  $d$  кг пари:  $c_p = c_{p.в.} + dc_{p.н.}$

Ентальпія вологого повітря визначається, як ентальпія газової суміші, що складається з 1 кг сухого повітря і  $d$  кг водяної пари:  $i = i_{c.n.} + di_{в.н.}, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ .

Ентальпія 1 кг сухого повітря:  $i_{c.n.} = c_{p.н.}t = 1t, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$

Ентальпія 1 кг вологого повітря:  $i_{в.н.} = t + (2480 + 1,96t)d = t + (2500 + 2t)d, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ ;

Теплота випаровування води при 0 °С дорівнює  $2480 \approx 2500 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ , а теплоємність пари  $1,96 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \approx 2 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ .

#### **6.4. Загальне уявлення про побудову ентальпійно-вологомісткісної діаграми (i-d) для вологого повітря.**

Дослідження процесів вологого повітря – (сушки матеріалів, нагрівання, вентиляції, опалення) зручно і просто вести за допомогою  $i$ - $d$  діаграма вологого повітря, яка була запропонована професором Л.К. Рамзіним у 1918 р. (див. ентальпійно-вологомісткісну діаграму  $i$ - $d$  рис. 6.3).

На  $i$ - $d$  діаграмі подана графічна залежність основних параметрів повітря ( $i$ ,  $d$ ,  $p$ ,  $\varphi$ ,  $t$ ), для середньостатистичного барометричного тиску в наших широтах  $p = 745 \text{ мм рт. ст.} = 99,3 \text{ кПа}$  і  $t_n = 99,4 \text{ }^\circ\text{C}$ .

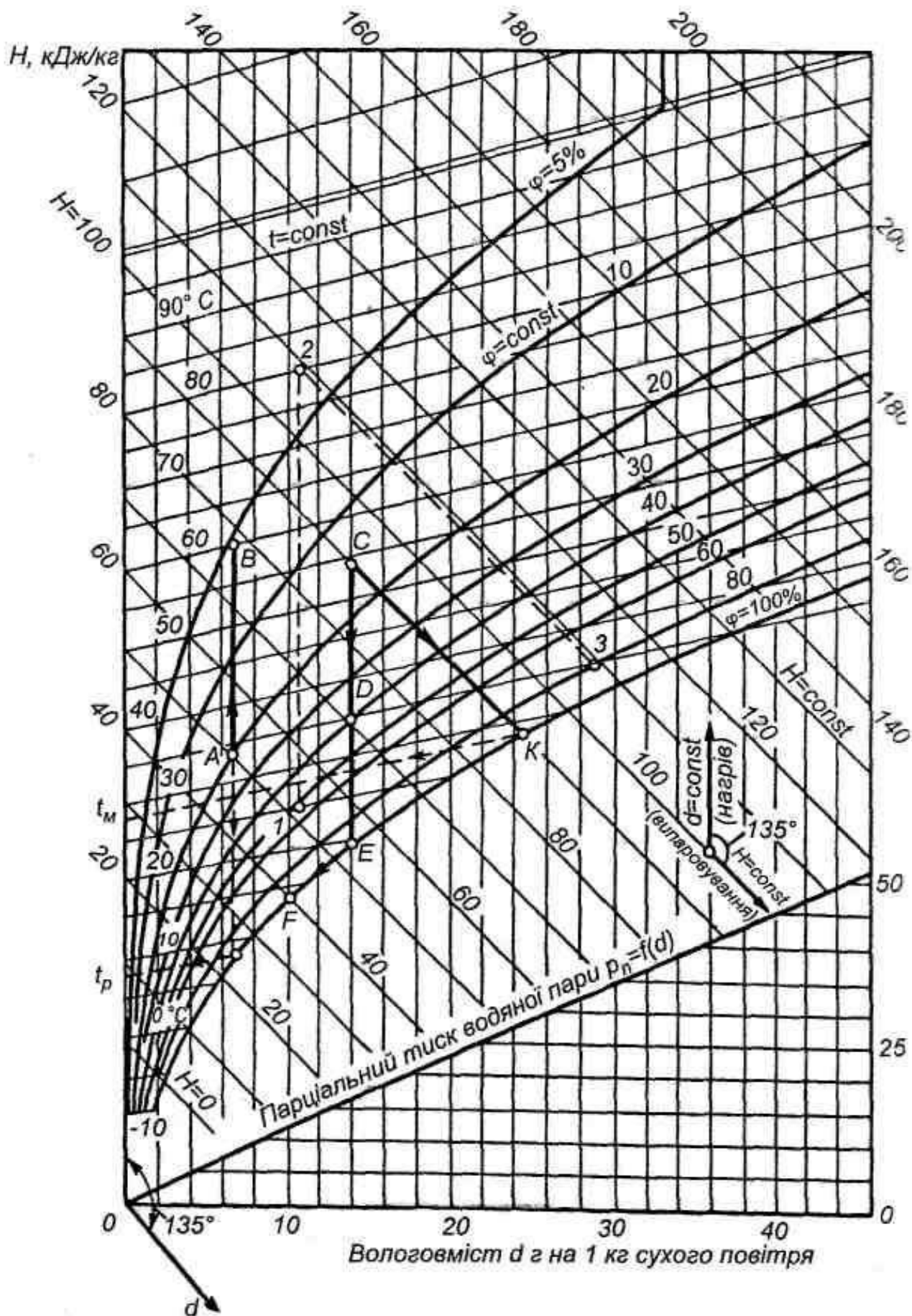


Рис.6.3.  $i$ - $d$  ентальпійно-вологовісткісна діаграма вологого повітря.

Між осями  $i-d$  вибраний кут  $135^\circ$ , замість кута  $90^\circ$ , це підвищує точність діаграми збільшує її масштаб. Нижня частина  $i-d$  діаграми (перенасиченого вологого повітря) не використовується, тому шкала  $d$  перенесена на горизонтальну вісь.

Крива  $\varphi=100\%$  ділить діаграму на область ненасиченого водяною парою повітря і область перенасиченого повітря, в якій є краплі вологи (область туману), або волога у твердому стані (сніг, лід).

Лінії  $\varphi=\text{const}$  піднімаються до ізотерми  $99,4^\circ\text{C}$  ( $t^\circ$  насичення при  $p = 99\text{ кПа}$ ) після чого піднімаються вертикально.

Визначення кількості повітря та теплоти для проведення процесу сушки вологого матеріалу краще вивчати на конкретному прикладі, що і робиться на практичному занятті (елементарний розрахунок зерносушарки).

## Лекція 7. Теплопередача.

### 7.1. Поняття про теплопередачу.

**7.2. Теплопровідність. Закон Фур'є – основний закон теплопровідності.**

**7.3. Конвективний теплообмін. Закон Ньютона – Ріхмана основний закон конвективного теплообміну.**

**7.4. Променевий теплообмін. Закон Стефана – Больцмана. Екранування.**

### 7.1. Поняття про теплопередачу (теплообмін між тілами).

Велика і різноманітна кількість теплових установок, що знаходять застосування у сільському господарстві. Їх робота у значній мірі залежить від умов передачі в них теплоти. В одних установках необхідно швидко передати теплоту, а в інших навпаки, уповільнити передачу теплоти. Отже, існує таке явище, як теплопередача. **Теплопередача** – наука, що вивчає закономірності процесів розповсюдження теплоти всередині одного тіла, а також теплообміну між тілами.

Вона вирішує 2 основні задачі:

1) за заданими умовами визначити кількість теплоти, що передається від одного тіла до іншого;

2) при заданій кількості теплоти, що передається від одного тіла до іншого, вона дає змогу визначити температуру у різних ділянках (точках) тіла.

Досвід показує, що процес передачі тепла може здійснюватись 3-а

способами теплообміну:

1. теплопровідністю (кондукцією);
2. конвективним переносом (конвекцією);
3. випромінюванням (променевипусканням).

Майже у всіх речовинах теплота передається **теплопровідністю** – це процес поширення тепла за рахунок переносу енергії мікрочастинками тіла. Молекули, атоми, електрони та інші мікрочастинки, з яких складається речовина, рухаючись переносять теплову енергію із зони з більшою температурою в зону з меншою. В рідинах, поряд з рухом мікрочастинок, між зонами з різними температурами можливе переміщення макроскопічних об'ємів. Перенос теплоти макроскопічними об'ємами речовини носить назву **конвекція**. Конвекцією можна передавати теплоту на порівняно великі відстані, наприклад, при опаленні житлових і промислових будівель.

При розрахунках конвективного теплообміну між рідиною і поверхнею твердого тіла, яку вона обтікає, процес теплопередачі часто називають **тепловіддачею** (теплота віддається від рідини до поверхні або навпаки).

3-й спосіб переносу теплоти – **випромінювання**. За рахунок випромінювання тепло передається у всіх променепрозорих середовищах (у т.ч. і у вакуумі). Носіями енергії під час теплообміну випромінюванням є фотони, випромінювані і поглинаємі тілами, що беруть участь у теплообміні.

Досить часто перенос тепла здійснюється одночасно різними способами. Вивчати його дуже складно, тому кожен спосіб вивчається окремо.

Інтенсивність переносу теплоти характеризується **щільністю теплового потоку**  $q_F$ , тобто кількістю теплоти, що передається за одиницю часу (сек) через одиничну площу поверхні теплообміну  $F$ ,  $m^2$ :

$$q_F = \frac{Q}{F}, \frac{Вт}{m^2},$$

де  $Q$  – кількість теплоти; (тепловий потік,  $\frac{Дж}{с}$ ,  $Вт$ );

$F$  – поверхня теплообміну,  $m^2$ .

Кількість тепла, що передається за одиницю часу  $\tau$  через довільну поверхню  $F$ , прийнято називати **тепловим потоком**  $Q$ ,  $\frac{Дж}{с}$ ,  $Вт$ .

Кількість теплоти, що передається за довільний проміжок часу  $\tau$  через

довільну площу  $F$ , будемо позначати  $Q_\tau$ . Очевидно, що  $Q_\tau = Q\tau$ , Дж, де  $\tau$  - час, приймається в секундах.

## 7.2. Теплопровідність.

1. Поняття про теплопровідність, температурне поле, ізотермічну поверхню, градієнт температури.
2. Закон Фур'є - основний закон теплопровідності.
3. Коефіцієнт теплопровідності матеріалу, теплоізоляційні матеріали.
4. Теплопровідність одношарової і багатшарової плоскої і циліндричної стінок.

Перенос теплоти теплопровідністю залежить від розподілу температури по об'єму тіла. Сукупність значень температури у всіх точках тіла у даний момент часу називається **температурним полем**. У загальному випадку температура є функцією трьох просторових координат і часу. Математично це співвідношення

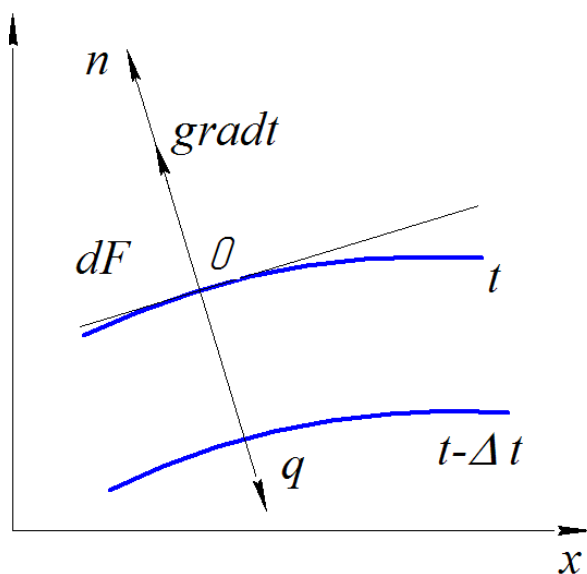


Рис. 7.1. До визначення поняття градієнта температури.

можна записати як:  $t = f(x, y, z, \tau)$ . Досить часто температура змінюється лише по одній або по двох просторових координатах. Тоді одномірне температурне поле буде визначатись як:  $t = f(x, \tau)$ , а двомірне як:  $t = f(x, y, \tau)$ . Окрім того, розрізняють **стаціонарне температурне поле**, коли температура в усіх точках тіла не змінюється з плином часу  $t = f(\tau) = \text{const}$  і **нестационарне**  $t = f(\tau)$ . Поверхня, по всіх точках якої температура однакова, називається **ізотермічною**. Вектор, що спрямований

по нормалі  $n$  до ізотермічної поверхні в сторону збільшення температури, чисельно дорівнює похідній від  $t$  у цьому напрямку є **градієнт температури**  $t$  –  $\text{grad } t, \frac{^\circ\text{C}}{\text{м}}$  (рис. 7.1).

За законом Фур'є щільність теплового потоку, переданого теплопровідністю, пропорціональна градієнту температури:

$$q_F = -\lambda \text{grad } t,$$

де  $\lambda$  - коефіцієнт теплопровідності речовини,  $\frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ ,  $\frac{Вт}{м \cdot K}$ .

Знак "-" у рівнянні вказує на те, що вектор  $q_F$  направлений у протилежний бік до вектора  $grad\ t$ , тобто у бік найбільшого зменшення температури.

Коефіцієнт теплопровідності  $\lambda$  - фізичний параметр речовини в законі Фур'є, характеризує здатність даної речовини проводити теплоту, яка проходить за одиницю часу, крізь стінку товщиною 1 м, при перепаді температури на товщині стінки 1  $^\circ C$  або 1 Кельвін. Чим  $> \lambda$  тим  $>$  теплопровідність, вона залежить від структури речовини, її щільності, вологості, тиску і температури. Найбільшу теплопровідність має мідь ( $\lambda \approx 400 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ ), срібло ( $\lambda \approx 200 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ ), залізо ( $\lambda \approx 50 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ ). Помітно менша вона у води ( $\lambda \approx 0,3 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ ), повітря ( $\lambda \approx 0,03...0,06 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ ). Речовини, у яких  $\lambda < 0,2 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$  називаються теплоізоляторами.

Дуже поширеною є задача (яку вирішує теорія теплообміну) про визначення щільності теплового потоку, що передається через плоску стінку товщиною  $\delta$ , на поверхнях якої підтримується температури  $t_1$  і  $t_2$ . Температура змінюється лише по товщині стінки (по одній координаті  $x$ ). Такі задачі називають одномірними, їх розв'язок найбільш простий (особливо при стаціонарному температурному полі).

Нехай задано:  $\delta, t_1$  і  $t_2, \lambda, F$ .

Визначити:  $Q$  - ?

Маємо  $Q = q_F F$  або  $Q = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t F, Вт$ .

Тут  $q_F$  - поверхнева щільність теплового потоку. (За цією формулою можна розрахувати  $\lambda$ , якщо експериментально заміряти тепловий потік і різницю  $\Delta t$  на поверхнях стінки відомих розмірів).

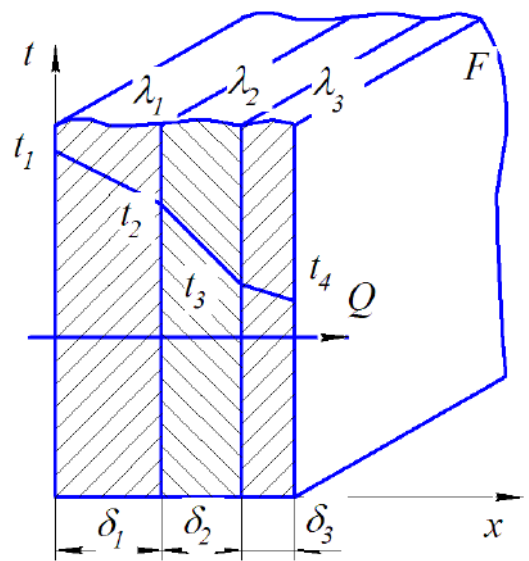


Рис. 7.2. Тепловий потік через  $3^x$  - шарову плоску стінку.

Одержана проста формула має дуже широке застосування у теплових розрахунках. Відношення  $\frac{\lambda}{\delta}F$  називають **теплопровідністю** стінки,  $\frac{Bm}{^{\circ}C}$ , а обернена величина  $\frac{\delta}{\lambda}F, \frac{^{\circ}C}{Bm}$  - **термічним опором стінки** (позначається буквою  $R$ ). Користуючись поняттям термічного опору, формула для визначення теплового потоку матиме вигляд:

$$Q = \frac{\Delta t}{R} F.$$

Формулою можна користуватись і для визначення теплового потоку  $Q$  через стінку, що складається з декількох щільно прилягаючих один до одного шарів різнорідних матеріалів, наприклад цегляна стіна будинку, покрита шаром штукатурки, фарби і т. д. (рис. 7.2). Термічний опір такої стінки дорівнює сумі термічних опорів окремих шарів.

*Для прикладу розглянемо перенос тепла через тришарову плоску стінку.*

*Нехай задано:  $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, t_1, t_4, F, t$  з плином часу не змінюється.*

*Визначити:  $Q$  - ?*

Маємо  $q_F = \frac{\Delta t}{R_n}, \frac{Bm}{m^2}$ , де  $R_n = R_1 + R_2 + R_3$ , а також  $Q = q_F F, Bm$ , або

$$Q = \Delta t \frac{F}{R_n}, \frac{Bm}{m^2}.$$

Щільність теплового потоку, що проходить через всі шари, однакова, а коефіцієнт теплопровідності  $\lambda$  шарів різний. Отже і по різному змінюється  $t$  в шарах з різною теплопровідністю. Так з рисунка 7.2 видно, що найменшу теплопровідність має матеріал другого шару, а найбільшу – третього.

Досить часто теплоносії рухаються по трубах і виникає потреба розраховувати *тепловий потік, що передається через циліндричні поверхні.*

*Нехай задано:  $\ell, d_1, d_2, t_1, t_2, \lambda$  одношарової циліндричної стінки.*

*Визначити:  $Q$  - ?*

Задача про розподіл теплоти в циліндричній стінці при відомих внутрішній і зовнішній поверхнях також одновимірна, якщо розглядати зміну температури  $t$  лише вздовж радіуса  $r$ , стінки, а по довжині стінки (труби) і по периметру вважати її незмінною. У цьому випадку  $gradt = \frac{dt}{dr}$  і закон Фур'є буде мати вигляд:

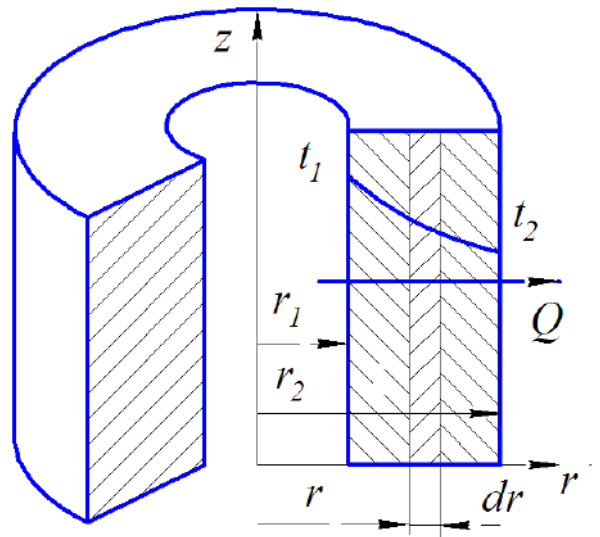


Рис. 7.3. Тепловий потік через одношарову циліндричну стінку.

$$q_{\ell} = -\lambda \frac{dt}{dr}, \text{ або } Q = Fq_{\ell} = -\lambda \frac{dt}{dr} F = -$$

$\lambda \frac{dt}{dr} 2\pi r \ell$ . Тут  $q_{\ell} = \frac{Q}{\ell}$ ,  $\frac{Bm}{m}$  - лінійна щільність теплового потоку.

Після перетворення лінійну щільність теплового потоку можна представити:  $q_{\ell} = \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}$ ,  $\frac{Bm}{m}$  - тепловий потік, що приходить на 1 погонний метр труби.

Тут  $\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$  - термічний опір циліндричної стінки.

Для стінки, яка складається з  $n$  - шарів:  $q_{\ell} = \frac{\pi(t_i - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}$ ,  $\frac{Bm}{m}$ , а

тепловий потік  $Q = q_{\ell} \cdot \ell$ ,  $Bm$ .

### 7.3. Конвективний теплообмін.

1. Поняття про конвективний теплообмін.
2. Закон Ньютона-Ріхмана, основний закон конвективного теплообміну.
3. Поняття про коефіцієнт тепловіддачі.
4. Основи теорії подібності конвективного теплообміну.
5. Поняття про критеріальні рівняння.

Теплообмінні пристрої, призначені для передачі і використання теплоти, знаходять широке застосування у всіх галузях виробництва та у побуті. Прикладом можуть служити нагрівальні прилади для опалення приміщення,

системи охолодження двигунів, водонагрівальні і парові установки і т.д. У цих пристроях процес переносу теплоти зв'язаний з переносом самого середовища. Рухоме середовище (рідина, газ), що використовується для передачі тепла, називається теплоносієм. Процес теплообміну між поверхнею твердого тіла і рідиною, що рухається відносно поверхні, називається **конвекцією** або тепловіддачею. На інтенсивність тепловіддачі великий вплив має швидкість руху теплоносія відносно поверхні теплообміну. У зв'язку з цим розрізняють вимушену і вільну конвекцію. Вимушена конвекція відбувається під дією зовнішніх сил (від дії насоса, вентилятора, вітру). Вільна конвекція з'являється під дією неоднорідного поля сил (гравітаційних, або інерційних), прикладених до теплоносія. Умовою стаціонарності тепловіддачі є незмінність у часі швидкості і температури в будь-якій точці рідини. Особливий вплив на теплообмін чинять наступні фізичні параметри: теплопровідність  $\lambda$ , питома теплоємність  $c$ , густина  $\rho$ , швидкість рідини  $w$ , коефіцієнт динамічної в'язкості  $\mu$ , режим течії, форма, розміри поверхні, а також в обмежений чи необмежений простір передається теплота.

На процес переносу тепла істотно впливає в'язкість рідини. Між частками або шарами рідини, які рухаються з різними швидкостями, виникає сила змусованого тертя, що протидіє рухові. Сила тертя має місце при русі рідини по поверхні тіла. Відповідно до закону Ньютона дотична сила, що виникає, віднесена до одиниці поверхні, пропорційна зміні швидкості в напрямку нормалі до руху рідини. Коефіцієнт пропорційності цієї закономірності називається коефіцієнтом динамічної в'язкості і позначається через  $\mu$ . Його одиниця виміру:  $Па \cdot с$ .

При дослідженні тепловіддачі часто використовують коефіцієнт кінематичної в'язкості  $\nu$ ,  $м^2/с$ , який дорівнює відношенню коефіцієнта динамічної в'язкості  $\mu$  до густини  $\rho$ .

Відповідно до закону Ньютона-Ріхмана тепловий потік у процесі тепловіддачі пропорційний поверхні теплообміну і різниці температур поверхні стінки ( $t_c$ ) і рідини ( $t_p$ ), взятої за абсолютною величиною:

$$Q = \alpha F |t_c - t_p|.$$

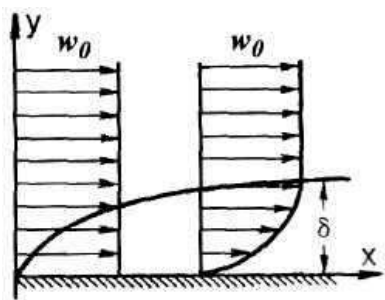
Для щільності теплового потоку  $q_F$ ,  $\frac{Вт}{м^2}$ , рівняння приймає вигляд:

$$q_F = \frac{Q}{F} = \alpha |t_c - t_p|, \frac{Вт}{м^2}.$$

Коефіцієнт пропорційності  $\alpha$  в рівнянні має розмірність  $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$  і називається **коефіцієнтом тепловіддачі**. **Коефіцієнт тепловіддачі** дорівнює щільності теплового потоку  $q_F$  на поверхні тіла, віднесеної до різниці температур поверхні тіла і рідини, що її обтікає. Він характеризує інтенсивність тепловіддачі між рідиною і поверхнею теплообміну.

Суттєвий вплив на процес конвективного теплообміну має характер руху рідини: ламінарний чи турбулентний. *Ламінарною* називають течію, при якій частки рідини рухаються не перемішуючись, паралельно стінкам каналу і траєкторіям інших часток. *Турбулентною* називають течію з неупорядкованим, хаотичним, безупинно змінюючим напрямком і швидкості окремих часток рухом.

Режим течії прийнято визначати *числом Рейнольдса*:  $Re = \frac{wl}{\nu}$ , що складається зі швидкості руху рідини  $w$ , коефіцієнта кінематичної в'язкості  $\nu$  і характерного розміру  $\ell$  обтічного тіла або каналу. Перехід ламінарного режиму

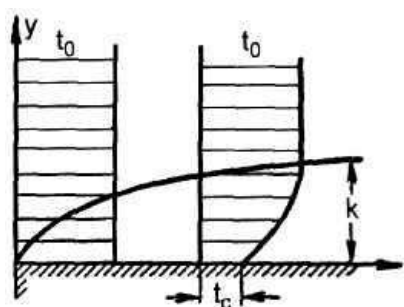


в турбулентний відбувається при певному значенні числа Рейнольдса, яке називають критичним  $Re_{кр}$ . Наприклад, при русі рідини в трубах  $Re_{кр} = 2,3 \cdot 10^3$  (у даному випадку характерним розміром є внутрішній діаметр труби  $d$ ). Частки рідини, що безпосередньо прилягають до твердого тіла, загальмовуються внаслідок тертя об стінку. Цей тонкий шар називають пограничним шаром. Незважаючи на малу товщину пограничного шару, він обумовлює процес переносу кількості руху, теплоти і речовини.

Течія рідини в пограничному шарі може бути ламінарною, турбулентною або перехідною від першого режиму до другого. При турбулентному пограничному шарі безпосередньо біля стінки спостерігається тонкий шар рідини з ламінарним рухом – так званий, ламінарний підшар.

Дослідження показали, що інтенсивний процес теплообміну між твердим тілом і рідиною відбувається в тонкому шарі, який прилягає до поверхні тіла.

У процесі конвективного теплообміну біля поверхні твердого тіла утворюється своєрідний тонкий шар нерухомої рідини. Через цей шар передача



теплоти здійснюється теплопровідністю відповідно до закону Фур'є. З іншого боку відповідно до закону Ньютона – Ріхмана.

Таким чином процес тепловіддачі є складним процесом. У загальному випадку коефіцієнт тепловіддачі є функцією форми, розмірів і температури поверхні теплообміну, швидкості рідини, її температури і фізичних параметрів.

Велике значення у вивченні процесів тепловіддачі мають експерименти. Для одержання результатів, справедливих для розрахунку інших процесів, споріднених досліджуваному, використовують методи теорії подібності. Теорія подібності являє собою науку про подібні явища. Найбільш простим прикладом служить геометрична подібність. Поняття подібності може бути поширене на фізичні явища. У такому випадку мова йде про подібні фізичні явища. Подібні явища повинні задовольняти наступні положення: подібні фізичні явища якісно однакові, описуються і формулюються однаковими рівняннями як за формою, так і за змістом; подібні явища протікають у геометрично подібних системах.

Подібність фізичних явищ формулюється наступними положеннями:

- подібні між собою процеси мають однакові критерії подібності.
- подібними є процеси, умови однозначності яких подібні, а критерії, складені з величин, що входять в умови однозначності, чисельно однакові. Рішення системи рівнянь, що описують дане фізичне явище (конвективний теплообмін) може бути представлене в вигляді функціональної залежності між критеріями подібності або критеріального рівняння, тобто  $\varphi(K1, K2, \dots, Kn) = 0$ .

Подібність процесів конвективного теплообміну визначається наступними критеріями подібності.

**Критерієм Нуссельта  $Nu$** , що характеризує інтенсивність процесу конвективного теплообміну

**Критерієм Рейнольдса  $Re$** , що характеризує режим течії і являє собою відношення сил інерції до сил в'язкого тертя.

**Критерієм Прандтля  $Pr$** , що виражає теплофізичні властивості рідини.

**Коефіцієнтом Пекле  $Pe$** , характеризує відношення щільності потоку теплоти, який переносить рухома рідина, до щільності потоку теплоти, зумовленої теплопровідністю.

**Коефіцієнтом Грасгофа  $Gr$** , що характеризує відношення підйомної сили, що виникає внаслідок різниці густини рідини до сили в'язкості.

Ці критерії структурно виглядають як:

$$Nu = \frac{\alpha \ell_0}{\lambda}; Re = \frac{W \ell_0}{\nu}; Pr = \frac{\nu_f}{a}; Pe = Re \cdot Pr; Gr = \frac{g \beta \ell_0^3 \Delta t}{\nu_f^2};$$

В цих критеріях:  $\alpha$  - коефіцієнт тепловіддачі,  $\frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C}$ ,

$\ell_0$  – характерний лінійний розмір,  $м$ ;

$\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності,  $\frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ ,

$W$  – швидкість потоку,  $\frac{м}{с}$ ;

$a = \frac{\lambda}{c\rho}$  – коефіцієнт температуропровідності,  $\frac{м^2}{с}$ ;

де  $c$  – питома теплоємність,  $\frac{Дж}{кг \cdot ^\circ C}$ ,  $\rho$  – густина рідини (газу),  $\frac{кг}{м^3}$ ;

$\nu_f$  - коефіцієнт кінематичної в'язкості,  $\frac{м^2}{с}$ ;

$g$  – прискорення земельного тяжіння,  $\frac{м}{с^2}$ ;

$\beta$  – коефіцієнт об'ємного розширення,  $\frac{1}{^\circ C}$ ;

$\Delta t$  – перепад температур між поверхнею (стілкою) і рідиною (газом), що її обтікає,  $^\circ C$ .

Результати експериментів, пов'язаних з конвективним теплообміном, як правило, представляють у вигляді критеріальних рівнянь – функціональному зв'язку між критеріями подібності:  $Nu = \varphi(Gr, Re, Pr)$ . Наприклад, при обтіканні плоскої поверхні (пластини):

$$Nu = 0,54 (Gr_f \cdot Pr_f)^{0,25}$$

При течії рідини в гладких трубах круглого перерізу при турбулентному

режимі течії:

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} \left( \frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}.$$

#### **7.4. Променевий теплообмін. Екранування.**

- 1. Поняття про теплообмін випромінюванням.**
- 2. Основні закони теплообміну випромінюванням.**
- 3. Теплообмін випромінюванням між тілами у прозорому середовищі.**
- 4. Екранування.**

Теплове випромінювання являє собою процес перетворення внутрішньої енергії випромінюючого тіла в енергію електромагнітних коливань. При потраплянні променистої енергії на інше тіло вона частково поглинається, перетворюючись у внутрішню енергію цього тіла. Особливість теплообміну випромінюванням полягає в тому, що відпадає необхідність у безпосередньому контакті тіл. Випромінювання електромагнітних хвиль властиве всім тілам.

Випромінювання характеризується як *хвильовими*, так і *корпускулярними властивостями*, а саме: безперервністю електромагнітних хвиль і дискретністю, характерною для часток, так званих фотонів. Поширення випромінювання в просторі визначається хвильовими властивостями, а енергія випромінювання – корпускулярними. Теплове випромінювання характеризується *довжиною хвилі*  $\lambda$  і частотою коливань  $\nu$ . При цьому між ними є така залежність:  $C = \lambda \nu$ , де  $C = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с}$  – швидкість поширення світла.

Випромінювання залежить від температури. Зі збільшенням температури збільшується внутрішня енергія тіла і, як наслідок інтенсивність його випромінювання.

Крім температури, випромінювання залежить від природи тіла, стану його поверхні, а для газів – також від товщини шару газу і його тиску. Більшість твердих і рідких тіл випромінюють енергію у всіх діапазонах довжини хвиль (інтегральне випромінювання). Гази випромінюють енергію тільки у визначених інтервалах довжини хвиль (селективне випромінювання).

При помірних температурах, що звичайно зустрічаються в техніці випромінювання відповідає діапазону довжин хвиль від  $0,8 \cdot 10^{-6}$  до  $0,8 \cdot 10^{-3}$  м. Вони відносяться до теплового (інфрачервоного) випромінювання.

Інтегральний променистий потік, випромінюваний за одиницю часу з одиниці поверхні в усіх напрямках напівсферичного простору і по всіх довжинах хвиль, називають **поверхневою щільністю потоку інтегрального випромінювання**  $E, \frac{Вт}{м^2}$ .

Відношення щільності потоку випромінювання, що випускається в нескінченно малому інтервалі довжин хвиль, до величини цього інтервалу, називається **спектральною щільністю потоку випромінювання**:

$$I_{O\lambda} = \frac{dE}{d\lambda}, \frac{Вт}{м^3}, \frac{Вт}{м^2 \cdot мм}.$$

У загальному випадку тіло, на яке надходить променистий потік, частково поглинає його, частково відбиває і частково пропускає (див. рис.). У відповідності з законом збереження енергії –  $E_{над} = E_{погл} + E_{відб} + E_{пр}$ . Якщо ліву і праву частини цього рівняння поділити на  $E_{над}$ , то можна записати рівняння:

$$A + R + D = 1,$$

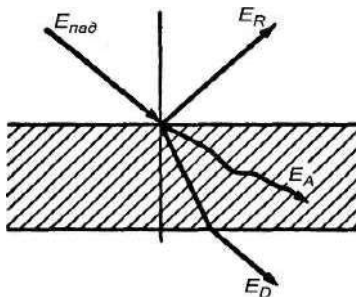
де  $A = E_{погл}/E_{над}$  – поглинальна здатність тіла;

$R = E_{відб}/E_{над}$  – відбивна здатність тіла;

$D = E_{пр}/E_{над}$  – пропускна здатність тіла.

Тіло, для якого  $A=1, R=D=0$ , називається **абсолютно чорним**. Якщо  $R=1, A=D=0$ , то таке тіло називається **абсолютно білим**, а

якщо  $D=1, A=R=0$  – **абсолютно прониклим** або **діатермічним**.



Для більшої частини твердих тіл  $D=0$ . Надалі усі величини, що відносяться до абсолютно чорного тіла, будуть позначатися індексом «0». Тіла, для яких коефіцієнт поглинання  $0 < A < 1$  і поглинальна здатність не залежать від довжини хвилі падаючого випромінювання, називаються **сірими** (реальні тіла).

Суму власного випромінювання тіла та відбитого ним, називають **ефективним випромінюванням**.

$$E_{ef} = E + RE_{над}, \frac{Вт}{м^2}.$$

Сукупний процес випромінювання, поглинання, відбивання і пропускання енергії випромінювання в системах тіл називають **променевим теплообміном**. Променевий теплообмін характеризується:

**Законом Планка.** Для абсолютно чорного тіла спектральна щільність потоку випромінювання  $I_{\lambda_0}$  залежить від довжини хвилі й абсолютної температури тіла.

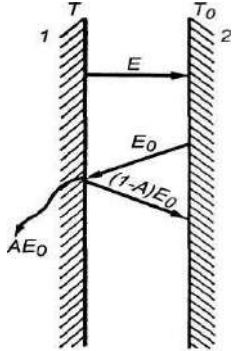
$$I_{\lambda_0} = C_1 \lambda^{-5} \left( e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1},$$

де  $C_1$  і  $C_2$  – сталі Планка,  $e$  – основа натуральних логарифмів.

**Законом Віна.** Добуток довжини хвилі  $\lambda_{max}$ , при якій досягається максимальне значення спектральної щільності потоку випромінювання  $I_{\lambda_0}$ , на абсолютну температуру  $T$  є величина постійна  $2,896 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ .

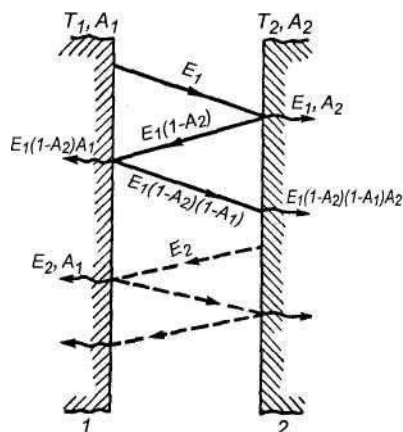
**Законом Стефана-Больцмана,** який звичайно записують у такому вигляді:  $E_o = C_o \left( \frac{T}{100} \right)^4, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2},$

де  $C_o = 5,67 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$  коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла (стала Стефана-Больцмана).



Відношення поверхневої щільності потоку власного інтегрального випромінювання  $E$  даного тіла до поверхневої щільності потоку інтегрального випромінювання  $E_0$  абсолютно чорного тіла при тій же температурі відповідно

називають **ступенем чорноти тіла**:  $\varepsilon = \frac{E}{E_o}$ , де  $\varepsilon < 1$ .



**Законом Кірхгофа.** Відношення випромінювальної здатності сірого тіла до його поглинальної здатності не залежить від природи тіла і дорівнює випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла при тій же температурі:  $\frac{E}{A} = E_o$ , звідки  $\frac{E}{E_o} = A$ . В той же час  $\frac{E}{E_o} = \varepsilon$ . (Тобто

величини  $A$  і  $\varepsilon$  чисельно співпадають).

Із закону Кірхгофа випливає, що ступінь чорноти тіла в стані термодинамічної рівноваги дорівнює його коефіцієнтові поглинання.

**Закон Ламберта.** Залежність розподілу енергії випромінювання, що

випускається абсолютно чорним тілом, від напрямку його поширення відносно поверхні тіла, зветься законом Ламберта. Максимальне випромінювання  $E_n$  має місце в напрямку нормалі до поверхні. У інших напрямках воно менше і визначається за формулою:

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi, \frac{Bm}{M^2},$$

де  $E_n = \frac{E}{\pi}, \frac{Bm}{M^2}$ ,  $\cos \varphi$  – косинус куту між напрямком потоку випромінювання і нормалю до поверхні випромінювання.

При теплообміні випромінюванням між двома тілами (1-2) результуючий потік випромінювання від поверхні 1 до поверхні 2 можна визначити за рівнянням:

$$Q_{1-2} = \varepsilon_{np} C_0 F_1 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varphi_{1-2}, Bm.$$

Де  $\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$  - приведений ступінь чорноти системи тіл,

Тут  $\varepsilon_1$  і  $\varepsilon_2$  – ступені чорноти відповідно 1 і 2 тіл, а  $F_1$  і  $F_2$  – площі їх поверхонь випромінювання.

$\varphi_{1-2}$  – коефіцієнт взаємоопромінювання, який залежить від розташування тіл у просторі, відстані між ними, а також від площі поверхні цих тіл. (Завжди  $\varphi_{1-2} < 1,0$ ).

Інтенсифікація променевого теплообміну може бути досягнута шляхом збільшення температури випромінюючого тіла  $T$ , підвищення ступеня чорноти сприймаючих тіл, а також збільшення коефіцієнта  $\varphi_{1-2}$ , застосування відповідного розташування тіл.

Для ослаблення променевого теплообміну використовують спеціальні екрани, виготовлені з матеріалу з високою відбивною здатністю ( $\varepsilon=0,02 \dots 0,06$ ) і розташовані між тілами на шляху променивих потоків.

В самій простій ситуації, коли  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_{екр}$  (один екран):

$$q_{1-екр-2} = \frac{1}{n+1} q_{1-2}, \frac{Bm}{M^2},$$

де  $n$  – кількість екранів.

Якщо  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_{\text{екр}} \neq \varepsilon_2$ , то  $q_{1-\text{екр}-2} = \varepsilon_{np\ 1-\text{екр}-2} q_{1-2}$ ,  $\frac{Вт}{м^2}$ .

$$\text{Де } \varepsilon_{np\ 1-\text{екр}-2} = \left( \frac{\varepsilon_{np\ 1-\text{екр}} \varepsilon_{np\ \text{екр}-2}}{\varepsilon_{np\ 1-\text{екр}} + \varepsilon_{np\ \text{екр}-2}} \right) \varepsilon_{\text{зб}\ 1-2}.$$

## Лекція 8. Складний теплообмін. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.

### 8.1. Складний теплообмін. Теплопередача.

8.2. Основні поняття і визначення. Масообмін. Масопередача. Потік маси. Щільність потоку маси.

8.3. Стаціонарний і нестаціонарний процеси масообміну.

8.4. Концентраційна дифузія. Термодифузія. Бародифузія. Критеріальні співвідношення.

### 8.1. Складний теплообмін. Теплопередача.

1. Поняття про теплопередачу.

2. Теплопередача через плоску одношарову і багатшарову стінки.

3. Теплопередача через циліндричну одношарову і багатшарову стінки.

4. Способи посилення і послаблення теплових потоків при теплопередачі.

5. До теплового розрахунку калориферів і теплогенераторів.

**Теплопередача** – це процес передачі теплоти від одного теплоносія до іншого через тверду стінку, яка їх розділяє. Перший теплоносіє часто називають «гарячим» (він нагріває); інший – «холодним» (він нагрівається) (див. рис. 8.1).

Поверхнева щільність теплового потоку при теплопередачі через одношарову плоску стінку визначається по формулі:

$$q_F = \frac{Q}{F} = k_F (t_{f1} - t_{f2}), \frac{Вт}{м^2},$$

де  $Q$  – тепловий потік,  $Вт$ ;

$F$  – площа поверхні теплообміну,  $м^2$ ;

$k_F$  **(поверхневий) коефіцієнт теплопередачі** – параметр, що характеризує інтенсивність теплопередачі: кількість теплоти, яка передається

за одиницю часу (сек.) від одного теплоносія до іншого через  $1 м^2$  поверхні стінки, яка розділяє теплоносії, при перепаді температур між теплоносіями в  $1 ^\circ\text{C}$ :

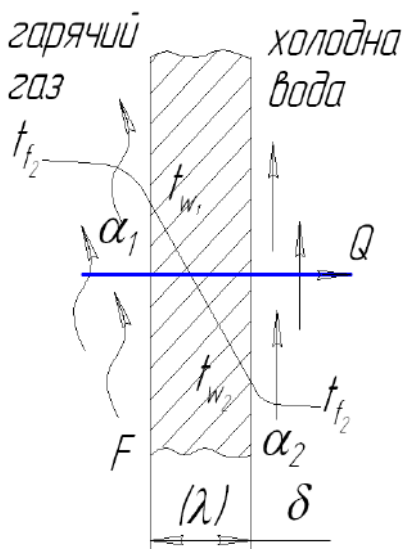


Рис.8.1. Теплопередача через одношарову плоску стінку.

$$k_F = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \frac{Bm}{m^2 \cdot ^\circ C},$$

де  $\alpha_1$  – коефіцієнт тепловіддачі від гарячих газів до стінки,  $\frac{Bm}{m^2 \cdot ^\circ C}$ ;

$\delta$  – товщина стінки,  $m$ .

$\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки,  $\frac{Bm}{m \cdot ^\circ C}$ ;

$\alpha_2$  – коефіцієнт тепловіддачі від стінки до холодної води,  $\frac{Bm}{m^2 \cdot ^\circ C}$ ;

$t_{f1}, t_{f2}$  – температури «гарячого» і «холодного» теплоносіїв,  $^\circ C$ .

Температури поверхонь стінки визначаються як:

а) з внутрішньої сторони:

$$t_{w1} = t_{f1} - \frac{q_F}{\alpha_1}, ^\circ C,$$

б) з зовнішньої сторони:

$$t_{w2} = t_{f2} + \frac{q_F}{\alpha_2}, ^\circ C,$$

При багат шаровій плоскій стінці поверхнева щільність теплового потоку визначається як:

$$q_F = k_F (t_{f1} - t_{fn+1}), \frac{Bm}{m^2},$$

де  $k_F$  - (поверхневий) коефіцієнт теплопередачі:

$$k_F = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \frac{Bm}{m^2 \cdot ^\circ C},$$

$\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$  – сума термічних опорів шарів стінки,

$n$  – кількість шарів.

Сам тепловий потік визначається як:

$$Q = q_F F, Bm.$$

Кількість переданої теплоти через стінку за визначений період часу:

$$Q_\tau = Q \tau, Дж,$$

де  $\tau$  – час в секундах.

Лінійна щільність теплового потоку через одношарову циліндричну стінку (див. рис. 8.2.) визначається за формулою:

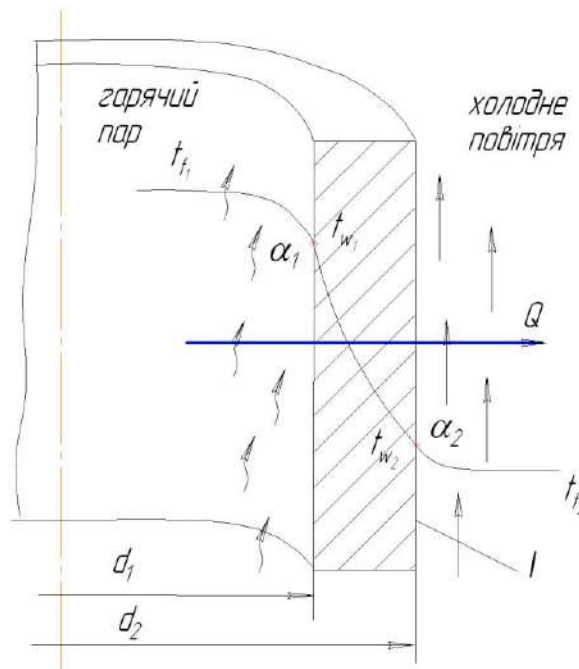


Рис.8.2. Теплопередача через одношарову циліндричну стінку.

$$q_{\ell} = k_{\ell} \pi (t_{f_1} - t_{f_2}), \quad \frac{Вт}{м},$$

де  $k_{\ell}$  – лінійний коефіцієнт теплопередачі – параметр, який характеризує інтенсивність теплопередачі через 1 погонний метр стінки при перепаді температур між теплоносіями в 1 °С:

$$k_{\ell} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}, \quad \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C},$$

$d_1$  і  $d_2$  – відповідно внутрішній і зовнішній діаметри стінки, м.

Температури поверхонь стінки визначаються як:

а) з внутрішньої сторони:

$$t_{w_1} = t_{f_1} - \frac{q_{\ell}}{\pi \alpha_1 d_1}, \quad ^\circ C ;$$

б) з зовнішньої сторони:

$$t_{w_2} = t_{f_2} + \frac{q_{\ell}}{\pi \alpha_2 d_2}, \quad ^\circ C ,$$

Тепловий потік через циліндричну стінку визначається як:

$$Q = q_{\ell} \ell, Bm,$$

де  $\ell$  – довжина (труби), або висота стінки, м.

Кількість переданої теплоти через стінку за визначений період часу:

$$Q_{\tau} = Q \tau, Дж,$$

де  $\tau$  – час в секундах.

Для багат шарової циліндричної стінки:

$$q_{\ell} = k_{\ell} \pi (t_{f_1} - t_{f_{n+1}}), \frac{Bm}{m},$$

$$\text{де } k_{\ell} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}, \frac{Bm}{m \cdot ^{\circ}C},$$

$n$  – кількість шарів стінки.

Для інтенсифікації (посилення) теплового потоку при теплопередачі часто застосовують оребрення стінки зі сторони низького коефіцієнту тепловіддачі (зовнішня сторона стінки).

Відношення площі оребреної поверхні стінки ( $F_2$ ) до площі неоребреної поверхні ( $F_1$ ) називають **коефіцієнтом оребрення** стінки:

$$\varphi_{op} = \frac{F_2}{F_1},$$

$$\varphi_{op} = 2 \dots 6.$$

Тоді поверхнева щільність теплового потоку через плоску поверхню  $F_1$  оребреної ззовні стінки визначається як:

$$q_{F_1} = \frac{t_{f_1} - t_{f_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \varphi_{op}}}, \frac{Bm}{m^2},$$

або через оребрену поверхню  $F_2$ :

$$q_{F_2} = \frac{t_{f_1} - t_{f_2}}{\frac{1}{\alpha_1} \varphi_{op} + \frac{\delta}{\lambda} \varphi_{op} + \frac{1}{\alpha_2}}, \frac{Bm}{m^2},$$

Тепловий потік через оребрену стінку:

$$Q = q_{F_1} F_1 = q_{F_2} F_2, Bm,$$

Для оребреної циліндричної стінки лінійна щільність теплового потоку визначається як:

$$q_{\ell_1} = \frac{\pi(t_{f_1} - t_{f_2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2 \varphi_{op}}}, \frac{Bm}{m},$$

Для послаблення теплових потоків при теплопередачі часто застосовують теплоізоляційні матеріали, для яких коефіцієнт теплопровідності  $\lambda < 0,2 \frac{Bm}{m \cdot ^\circ C}$ .

Для плоскої стінки нанесення теплоізоляційного шару автоматично послаблює тепловий потік, який визначається, як для багат шарової плоскої стінки.

Для циліндричної стінки нанесення шару ізоляції може і послабити, і посилити тепловий потік. Якщо зовнішній діаметр стінки  $d_2$  менше критичного діаметра ізоляції  $d_{2_{из.кр.}} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}$ , м, то на стінку краще не наносити шар ізоляції.

Якщо ж діаметр  $d_2 > d_{2_{из.кр.}}$ , то на стінку (для послаблення теплового потоку) потрібно нанести шар ізоляції.

## 8.2. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.

1. Поняття про теплообмінні апарати.
2. Основні рівняння для розрахунку ТА.
3. Способи інтенсифікації процесу теплопередачі в ТА.

**Теплообмінні апарати (теплообмінники)** – це пристрої, призначені для нагріву або охолодження теплоносія. Найчастіше в теплообмінних апаратах здійснюється передача теплоти від одного теплоносія до іншого, тобто нагрівання одного відбувається за рахунок охолодження іншого. Як виняток є теплообмінники з внутрішнім тепловиділенням, в яких теплота виділяється в самому апараті і йде на нагрівання теплоносія (реактори).

Залежно від способу передачі теплоти теплообмінники поділяються на декілька типів: змішувальні (контактні), поверхневі (регенеративні, рекуперативні).

Найбільш простими є змішувальні теплообмінники, в яких змішуються теплоносії, які не потребують подальшого розділення, наприклад, при підігріві холодної води паром, або гарячою водою.

В рекуперативних теплообмінниках теплота від одного носія до другого передається через тверду стінку, що їх розділяє (для зменшення термічного

опору стінка виконується з матеріалу хорошої теплопровідності: міді, латуні).

Найбільш поширені трубчасті теплообмінники, у яких один теплоносієв рухається в трубах (вода), а інший (гарячі гази) між трубами. В таких теплообмінниках змішування теплоносіїв не відбувається. В них можна поєднувати найрізноманітніші гріючі і нагрівальні матеріали.

Рух теплоносіїв здійснюється по трьох схемах:

1.прямотечія  $\Rightarrow$ ;

2.протитечія  $\begin{smallmatrix} \leftarrow \\ \rightarrow \end{smallmatrix}$ ;

3.перехресна течія  $\rightarrow \downarrow$ .

В регенеративних теплообмінниках, як проміжний теплоносієв, використовують твердий достатньо масивний матеріал – листи металу, цегла, ... Регенеративні теплообмінники незамінні для високотемпературного ( $t > 1000$  °C) підігріву повітря гарячими газами (в металургійній промисловості при виконанні доменних процесів).

### **Основні рівняння для розрахунку теплообмінних апаратів.**

1) Рівняння теплового балансу.

2) Рівняння теплопередачі.

Загальним рівнянням для розрахунку будь якого теплообмінника є рівняння збереження енергії (теплового балансу).

Для ідеального теплообмінного апарату :

$$Q_1=Q_2=Q=m_1c_{p_1}(t_1'-t_1'')=m_2c_{p_2}(t_2''-t_2').$$

Рівняння теплового балансу дає змогу знайти один невідомий параметр або витрату одного з теплоносіїв, або одну з температур. Всі інші параметри повинні бути відомі. Для зручності розрахунку вводять поняття умовний тепловий еквівалент теплоносія  $W$  – добуток масової витрати теплоносія на його ізобарну теплоємність:  $mc_p = W; \frac{Bm}{^{\circ}C}$ .

$$\text{Тоді можна записати: } \frac{(t_2''-t_2')}{(t_1'-t_1'')} = \frac{W_1}{W_2}.$$

Характер температури носія по тракту ТА залежить від схеми теплообмінних апаратів і співвідношення умовних теплових еквівалентів теплоносіїв.

Рівняння теплопередачі:  $Q_2 = kF\Delta t$ ;

На практиці частіше використовують протитечійні схеми руху носіїв, оскільки при однакових вхідних і вихідних параметрів теплоносіїв  $\Delta t$  при протитоці завжди  $>$  ніж при прямоточні.

Для передачі одного й того ж теплового потоку  $Q$  при проти точній схемі знадобиться теплообмінник меншої площі і меншої металомісткості.

Ефективність роботи ТА оцінюється за параметрами:

$$\text{Умовним К.К.Д. - } \eta: \eta_{TA} = \frac{Q_2}{Q_{наяв}} = \frac{m_2 c_{p_2} (t_2'' - t_2')}{m_1 c_{p_1} (t_1' - t_1'')} = \frac{W_2 (t_2'' - t_2')}{W_1 (t_1' - t_1'')}, \text{ як правило;}$$

$$\eta_{TA} = 0,6 \dots 0,7.$$

$$\text{Коефіцієнт утримання тепла } \varepsilon = \frac{Q_2}{Q_{дійсн}} = \frac{Q_2}{(Q_2 + Q_{втр})} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_{втр}}{Q_2}\right)} \text{ як правило}$$

$$\varepsilon = 0,85 \dots 0,92.$$

### **Види теплового розрахунку теплообмінників.**

Найбільш простим є конструктивний (проектний) розрахунок теплообміну, коли відомі початкові і кінцеві параметри теплоносіїв і необхідно розрахувати поверхню теплообміну, тобто фактично сконструювати його.

Порядок виконання такого розрахунку:

1) з балансового рівняння визначають потужність теплового потоку  $Q_2$ , якій необхідно передати від гарячого теплоносія холодному;

2) користуючись довідниками задаються швидкістю теплоносіїв і конструктивними особливостями теплообмінників ( $d$  трубок, прохідним перетином для теплоносіїв);

3) розраховують коефіцієнт теплопередачі, який характеризує інтенсивність теплопередачі між теплоносіями через плоску стінку:

$$k = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right)}.$$

$$4) \text{ визначають значення } \Delta t_{cp} \text{ як: } \Delta t_{cp} = \frac{(\Delta t_{\delta} - \Delta t_m)}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_m}}.$$

$$5) \text{ з рівняння теплопередачі знаходимо площу } F \text{ теплообмінника: } F = \frac{Q_2}{k \Delta t}$$

б) розраховують довжину трубок теплообмінника (при вибраному їх діаметрі).

Часто застосовують перевірочний розрахунок – коли відомі конструкція теплообмінника, площа теплообміну  $F$ , початкові параметри теплоносія і слід перевірити придатність теплообмінника для даних умов.

Способи послаблення процесу теплопередачі – ізоляція поверхонь теплопередачі.

При плоскій стінці достатньо нанести на неї шар ізоляційного матеріалу.

При циліндричній стінці ізоляція буде ефективною, якщо зовнішній діаметр стінки  $d_2$  буде більшим критичного діаметра ізоляції  $d_{2кр} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}$ ,  $\alpha_2$  – коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні стінки труби.

Основні шляхи інтенсифікації теплообміну в сучасних теплообмінних апаратах енергетичних установок:

1. Створення розвинутих поверхонь теплообміну за рахунок їх оребріння з боку теплоносія з меншим коефіцієнтом тепловіддачі (ребриста стінка).

2. Зміна гідродинамічних умов на поверхні теплообміну за рахунок штучної турбулізації потоку носія (створення шорсткої поверхні, застосування різних фізичних явищ – пульсуюче поле тиску, електричне, магнітне поле).

3. Оптимізація визначальних геометричних розмірів поверхні теплообміну в теплообмінниках (зменшення діаметра труб у трубчатих теплообмінниках дозволяє збільшити їхню кількість, а отже загальну поверхню теплообміну при зменшенні габаритів теплообмінника).

Для простої стінки збільшити коефіцієнт теплопередачі  $k$  можна лише за рахунок зменшення товщини стінки і вибору більш теплопровідного матеріалу.

### **8.3. Основні поняття і визначення. Масообмін. Масопередача. Потік маси. Щільність потоку маси.**

### **8.4. Стаціонарний і нестаціонарний процеси масообміну.**

.

У багатьох виробничих пристроях, крім теплообмінних процесів, відбуваються ще і різноманітні **масообмінні** процеси: сушіння, абсорбція, адсорбція, випаровування, розчинювання та ін.

Будь-яке середовище може складатись з елементарних часток речовини

одного виду або різних видів із різною хімічною природою. Часто хімічно індивідуальну речовину називають **компонентом** даного середовища. Частина середовища, в якій один компонент має поверхню поділу з іншим компонентом, називається **фазою**. Наприклад, при випаровуванні води слід розрізняти рідку і пароподібну фази, що розділені поверхнею випаровування рідини. Фаза може характеризуватися рівномірним чи нерівномірним розподілом її компонентів в об'ємі середовища.

Двофазні середовища (потоки) називають **гомогенними**, якщо фази однорідні і розподілені в об'ємі середовища рівномірно, якщо неоднорідні і не рівномірно, то середовище (потік) називають **гетерогенним**. Якщо між фазами, або між потоком і поверхнею каналу, що огорожує потік, не має тепломасообміну, то такий потік називають **адіабатним**. Якщо фази мають однакову температуру, то потік вважається **термодинамічно рівноважним**. Якщо фази мають однаковий тиск, то потік вважається **механічно рівноважним**.

**Масообміном** називається довільний необоротний процес перенесення маси даного компонента у середовищі з неоднорідним полем тиску або полем температур цього компонента. Масообмін через поверхню поділу між двома компонентами (речовинами) чи фазами називають **масопередачею**. Поверхню поділу фаз, що беруть участь у масообміні, називають **поверхнею масообміну**.

Для характеристики інтенсивності масообміну використовують поняття **потіку маси** і **щільності потоку маси**. Під потоком маси даного компонента суміші  $J$ , кг/с, розуміють його масу, що проходить за одну секунду крізь довільну поверхню. Потік маси, віднесений до одиниці площі поверхні масообміну, називають **щільністю потоку маси**  $j$ , кг/м<sup>2</sup>·с.

Сукупність миттєвих значень концентрації компонентів у середовищі називають **концентраційним полем**:  $c = \varphi(x, y, z)$ . Воно може бути однорідним (концентрація компонента **постійна** в об'ємі фази), або неоднорідним. Крім того концентраційне поле може бути **стаціонарним** (незмінним у часі), або нестаціонарним. Сукупність точок неоднорідного концентраційного поля, в яких компоненти мають однакову концентрацію, називають **ізоконцентраційною поверхнею**.

#### 8.4. Концентраційна дифузія. Термодифузія. Бародифузія. Критеріальні

### співвідношення.

Перенесення маси речовини формально подібне до перенесення теплоти. Теплота передається в напрямку зменшення температури. Маса ж переноситься в напрямку зменшення концентрації. Подібно до теплообміну масообмін може відбуватися як шляхом молекулярної дифузії (проникнення), так і конвенцією. На практиці процеси теплообміну часто супроводжуються перенесенням маси тієї чи іншої інтенсивності, тобто обидва процеси виявляються взаємопов'язаними.

Рушійну силу дифузійного процесу виміряти безпосередньо не можна, тому в розрахунках її виражають через градієнти (концентрації тиску, температури).

Перенесення речовини у суміші (наприклад, двокомпонентного середовища) зумовлено тепловим рухом мікрочасток (молекул) називається *молекулярною дифузією* (на рис. 8.3 а). Молекулярну дифузію, що спричинена неоднорідним розподілом концентрації компонентів у суміші, називають *концентраційною дифузією*. При постійних температурі і тиску щільність теплового потоку маси  $\bar{j}$  дифундуючого компоненту прямо пропорційна градієнту його концентрації. Це ствердження в теорії тепломасообміну називають законом Фіка:

$$\bar{j} = -D \text{grad } c,$$

де  $\bar{j}$  - вектор щільності потоку маси,  $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ;

$D$  – коефіцієнт дифузії даного компонента,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;

$c$  – концентрація розподілюваного компоненту,  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

**Градієнт концентрації** – це вектор, спрямований по нормалі до ізоконцентраційної поверхні в бік зменшення концентрації компоненту  $\text{кг}/\text{м}^3 \cdot \text{м}$ . Коефіцієнт дифузії  $D$  в рівнянні закону Фіка дорівнює кількості маси, що пройшла за одиницю часу (секунду) через одиницю ізоконцентраційної поверхні масообміну в нормальному (перпендикулярному) до неї напрямку. Знак мінус у рівнянні закону Фіка враховує те, що вектор  $\text{grad } c$  і  $\bar{j}$  спрямовані у протилежні боки.

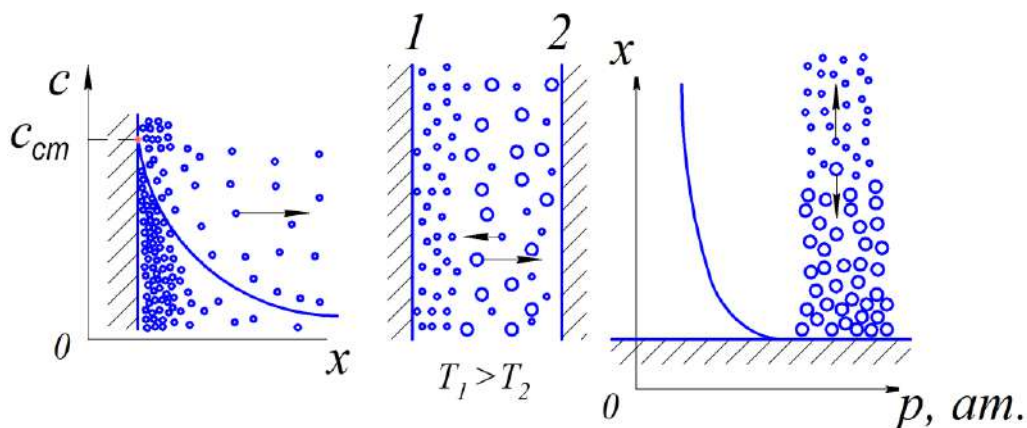
Рівняння закону Фіка, як видно, формально подібне рівнянню основного закону теплопровідності – закону Фур'є:

$$q_F = -\lambda \text{grad} t, \frac{Bm}{M^2},$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності матеріалу, через який передається теплота,  $\frac{Bm}{M^2 \cdot ^\circ C}$ ;  $\text{grad} t$  - градієнт температури,  $\frac{^\circ C}{i}$ .

Якщо у середовищі є різниця температур, то легші молекули, що мають більшу рухомість прагнуть перейти у теплі області, а важкі (менш рухомі) – у холодні. У даному випадку має місце так звана **термодифузія** (на рис. 8.3 б).

Якщо в нерухомому середовищі має місце явний градієнт тиску, то важкі молекули переходять в область високого тиску, а легкі – в області зниженого тиску. Цей вид дифузії називається **бародифузією** (на рис. 8.3 в). У технічних процесах переважає, як правило, концентраційна дифузія. У рухомому середовищі речовина може переноситься не тільки молекулярною дифузією, а й конвекцією.



**а – концентраційна**

**б – термодифузія**

**в – бародифузія**

Рис.8.3. Види дифузії.

Сумарна густина потоку компонента за рахунок молекулярного і конвективного перенесення визначається рівнянням:  $j_k = j_m + j_k, \frac{KZ}{M^2 \cdot ^\circ C}$ . У практичних задачах велике значення має конвективний масообмін між рідиною та твердою поверхнею. За аналогією з тепловіддачею такий масообмін називається **масовіддачею**. Для кількісного опису масовіддачі використовують закон масовіддачі:

$$j = \beta(c_n + c_c), \frac{KZ}{M^2 \cdot ^\circ C},$$

тут  $j$  – щільність потоку маси від поверхні поділу фаз у ядро (середину) потоку;

$\beta$  – коефіцієнт масообміну,  $m/s$ ;

$c_n$  і  $c_c$  – концентрації речовини відповідно біля поверхні поділу фази і в ядрі потоку,  $kg/m^3$ .

## ЛІТЕРАТУРА.

1. Миронов О.С., Брижа М.С., Бойко В.Б., Золотовська О.В. Теплотехніка: основи термодинаміки, теорія теплообміну, використання тепла в сільському господарстві. Підручник. - Дніпропетровськ: ТОВ "ЕНЕМ", 2011. – 424 с.
2. Герасимов Г.Г. Теоретичні основи теплотехніки. Навч. посібник. - Рівне. НУВГП, 2011 -382 с.
3. Константинов С.М., Панов Є.М. Теоретичні основи теплотехніки: Підручник. – К.: «Золоті Ворота», 2012. – 592 с.
4. Гнатишин, Я. М. Теплотехніка: Навч. посіб. / Я.М. Гнатишин, В.І. Криштапович. — Київ : Знання, 2008. — 364с.
5. Дідур В. А. Теплотехніка, теплопостачання і використання теплоти в сільському господарстві / В. А. Дідур, М. І. Стручаєв. – К. : Аграрна освіта, 2008. – 233 с.
6. Приходько М.А., Герасимов Г.Г. Термодинаміка та теплопередача. Навчальний посібник. - Рівне: НУВГП, 2008.- 250 с.
7. Драганов Б.Х., Бессараб О.С., Долінський А.А., Лазоренко В.О., Міщенко А.В., Шеліманова О.В. (за ред. Б.Х. Драганова). Теплотехніка: Підручник. – 2-е вид., перероб. і доп. – Київ: Фірма «ІНКОС», 2005. – 400 с.
9. Дідур В.А. та ін. Гідравліка та її використання в агропромисловому комплексі / В. А. Дідур., О.Д. Савченко, Д.П. Журавель, С.І. Мовчан. – К. : Аграрна освіта, 2008. – 577 с.
10. Дідур В.А. та ін. Гідравліка, сільськогосподарське водопостачання та гідропневмопривод / В.А. Дідур., О.Д. Савченко, С.І. Пастушенко, С.І. Мовчан. – Запоріжжя : Прем'єр, 2005. – 464 с.
11. Левицький, Б.Ф. Гідравліка. Загальний курс [Текст] / Б.Ф. Левицький, Н.П. Лещій. -Львів: Світ, 1994. - 264 с.
12. Гідравліка: Навчально-методичний комплекс. Навчально-методичний посібник / В.І. Дуганець, І.М. Бендера, В.А. Дідур та ін. / За ред. В.І Дуганця, І М. Бендери, В.А. Дідура. – Кам'янець-Подільський: ФОП Сисин О.В., 2013. – 572 с.
13. Боярчук В. М. Теплотехніка та використання теплоти: практикум / В. М. Боярчук, Я. В. Шолудько, В. П. Шолудько, І. М. Бендера. – Львів : Солом, 2010. – 232 с.
14. Константинов С.М. Збірник задач з технічної термодинаміки та теплообміну: Навч. посіб. / С.М. Константинов, Р.В. Луцик. – К.: Видавництво «Освіта України», 2009. – 543 с.
15. Дев'яткіна С.С. Альтернативні джерела енергії : Навч. посіб. / С. С. Дев'яткіна, Т. Ю. Шкварницька; Нац. авіац. ун-т. - К., 2006. - 92 с.

**16.** Сінчук І.О. Нетрадиційні та відновлювані джерела енергії : навч. посіб. / І. О. Сінчук, С. М. Бойко, К. І. Лосіна, І. А. Луценко, Г. І. Ткаченко; ред.: О. М. Сінчук. - Кременчук : Щербатих О.В., 2013. - 192 с.

**17.** Сиротюк С.В. Альтернативні джерела енергії. Енергія вітру: Навч. посіб./ С.В. Сиротюк, В.М. Боярчук, В.П. гальчак. - Львів: "Магнолія 2006", 2018. - 182 с.

**18.** Енергоощадність та альтернативні джерела енергії: навч. посібник / М. Й. Олійник, В. Г. Лисяк, О. Б. Дудурич; за заг. ред. д-ра техн. наук, проф. М. С. Сегеди. - Львів: Видавництво Львівської політехніки, 2020. - 184 с.

## ЗМІСТ

|                                                                                                                         |           |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. <i>Лекція 1. Вступ до курсу, основні поняття та визначення, властивості рідини.</i></b>                           | <b>5</b>  |
| 1.1. Робоче тіло і параметри його стану.                                                                                | 7         |
| 1.2. Газові суміші.                                                                                                     | 12        |
| 1.3. Теплоємність газів.                                                                                                | 13        |
| 1.4. Наука гідравліка, основні терміни та параметри, які характеризують рідину.                                         | 15        |
| 1.5. Фізичні властивості рідини.                                                                                        | 18        |
| <b>2. <i>Лекція 2. Перший закон термодинаміки. Гідростатика.</i></b>                                                    | <b>22</b> |
| 2.1. Перший закон термодинаміки.                                                                                        | 22        |
| 2.2. Основні термодинамічні процеси, що використовуються в теплотехнічних установках.                                   | 26        |
| 2.3. Сили, які діють на рідину, основне рівняння гідростатики. Закон Паскаля.                                           | 28        |
| 2.4. Гідростатичний тиск та його властивості. Основне рівняння гідростатики. Прилади для вимірювання тиску.             | 30        |
| 2.5. Епюри тиску. Сила тиску рідини на плоскі та криволінійні поверхні. Визначення точки прикладання результуючої сили. | 33        |
| 2.6. Закон Архімеда.                                                                                                    | 34        |
| <b>3. <i>Лекція 3. Основні термодинамічні процеси.</i></b>                                                              | <b>35</b> |
| 3.1. Ізохорний процес.                                                                                                  | 35        |
| 3.2. Ізобарний процес.                                                                                                  | 36        |
| 3.3. Ізотермний процес.                                                                                                 | 37        |
| 3.4. Адіабатний процес.                                                                                                 | 38        |
| 3.5. Політропний процес.                                                                                                | 39        |
| <b>4. <i>Лекція 4. Другий закон термодинаміки, режими руху рідини та гідравлічні втрати напору.</i></b>                 | <b>40</b> |
| 4.1. Другий закон термодинаміки.                                                                                        | 40        |
| 4.2. Ламінарний та турбулентний режими руху рідини. Число Рейнольдса.                                                   | 44        |
| 4.3. Структура турбулентного потоку.                                                                                    | 46        |
| 4.4. Втрати напору на довжині. Гідравлічний коефіцієнт опору. Зони опору.                                               | 47        |
| 4.5. Витрата. Рівняння нерозривності для струминки та потоку.                                                           | 49        |
| 4.6. Рівняння Бернуллі для елементарної струминки ідеальної рідини та для потоку в'язкої рідини;                        | 52        |
| 4.7. Фізичне та геометричне його інтерпретування.                                                                       | 54        |
| <b>5. <i>Лекція 5. Теоретичні цикли ДВЗ та ГТУ.</i></b>                                                                 | <b>57</b> |

|           |                                                                                                                    |           |
|-----------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 5.1.      | Теоретичні цикли двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ). Робота і ККД циклів.                                        | 57        |
| 5.2.      | Теоретичні цикли газотурбінних установок (ГТУ). Схема і принцип роботи ГТУ.                                        | 60        |
| 5.3.      | Поняття про ступінь газової турбіни. Активні і реактивні турбіни.                                                  | 63        |
| <b>6</b>  | <b><i>Лекція 6. Водяна пара та вологе повітря.</i></b>                                                             | <b>68</b> |
| 6.1.      | Водяна пара.                                                                                                       | 68        |
| 6.2.      | Поняття про паросилову установку (ПСУ) і принцип її роботи. Цикл Ренкіна – основний теоретичний цикл сучасних ПСУ. | 73        |
| 6.3.      | Про вологе повітря і параметри, що характеризують його стан..                                                      | 77        |
| 6.4.      | Загальне уявлення про побудову ентальпійно-вологомісткісної діаграми (i-d) для вологого повітря                    | 79        |
| <b>7.</b> | <b><i>Лекція 7. Теплопередача.</i></b>                                                                             | <b>81</b> |
| 7.1.      | Поняття про теплопередачу.                                                                                         | 81        |
| 7.2.      | Теплопровідність. Закон Фур'є – основний закон теплопровідності.                                                   | 83        |
| 7.3.      | Конвективний теплообмін. Закон Ньютона – Ріхмана основний закон конвективного теплообміну.                         | 86        |
| 7.4.      | Променевий теплообмін. Закон Стефана – Больцмана. Екранування.                                                     | 91        |
| <b>8.</b> | <b><i>Лекція 8. Складний теплообмін. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.</i></b>                                | <b>95</b> |
| 8.1.      | Складний теплообмін. Теплопередача.                                                                                | 95        |
| 8.2.      | Теплообмінні апарати та їх розрахунок.                                                                             | 99        |
| 8.3.      | Основні поняття і визначення. Масообмін. Масопередача. Потік маси. Щільність потоку маси.                          | 102       |
| 8.4.      | Стаціонарний і нестаціонарний процеси масообміну.                                                                  | 102       |
| 8.5.      | Концентраційна дифузія. Термодифузія. Бародифузія. Критеріальні співвідношення.                                    | 103       |

**Сіренко Віктор Федорович  
Сіренко Юлія Володимирівна  
Василенко Микола Вініамінович**

***ТЕПЛОТЕХНІКА ТА ГІДРАВЛІКА***  
***КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ***

м. Суми, РВВ, Сумський національний аграрний університет,  
вул. Г. Кондратьєва, 160.

---

Підписано до друку: листопад 2022 р.      Формат А5      Гарнітура. Times  
New Roman.  
Тираж: \_\_\_\_\_ примірників. Замовлення \_\_\_\_\_ Ум. друк. арк. 4,5

---

