



Міністерство освіти і науки України

**ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
БУДІВНИЦТВА ТА АРХІТЕКТУРИ**

Н. М. Басова, С.В.Дяченко, В. І. Романтовський

**«ТЕПЛОМАСООБМІН»
ТЕКСТИ ЛЕКЦІЙ**

Харків 2019

Міністерство освіти і науки України
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
БУДІВНИЦТВА ТА АРХІТЕКТУРИ

Н. М. Басова, С.В.Дяченко, В. І. Романтовський

«ТЕПЛОМАСООБМІН»
ТЕКСТИ ЛЕКЦІЙ

Харків 2019

УДК 621.1.016
Б27

Рецензенти:

В.С.Бугай, кандидат технічних наук, доцент кафедри теплогазопостачання, вентиляції та використання теплових вторинних енергоресурсів (ХНУБА).

І.В.Галушак, кандидат технічних наук, старший викладач кафедри експериментальної фізики Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут»

Рекомендовано кафедрою теплогазопостачання, вентиляції та використання теплових вторинних енергоресурсів, протокол №12 від 20.05. 2019 р.

Басова Н.М., Дяченко С.В., Романтовський В. І. Тепломасообмін. Тексти лекцій.–Х.:ХНУБА, 2019. – 97с.

Викладені основні поняття та розрахункові формули до загального курсу “Тепломасообмін”. Розглянуто основні види тепломасообміну: теплопередачу, конвективні тепло- та масообміни, теплообмін випромінюванням та їхню сукупну дію. У додатках подано теплофізичні та термодинамічні властивості середовищ та матеріалів, необхідних для практичних розрахунків теплообмінних апаратів згідно наведених методик.

Призначено для студентів спеціальності 192 «Будівництво та цивільна інженерія» професійного спрямування «Теплогазопостачання та вентиляція». Знання отримані з цього курсу, використовують під час вивчення профільних дисциплін, таких як “Опалення”, “Теплогенеруючі установки” та ін.

Тексти лекцій мають допомогти студентам як під час вивчення курсу “Тепломасообмін”, так і під час виконання контрольних та курсових робіт з теплопровідності при стаціонарному і нестаціонарному режимах.

Обсяг: 97с., рис.23, табл..17, джерел-17

©Н.М.Басова,2019
©С.В.Дяченко,2019
©В.І.Романтовський,2019

ВСТУП

Дисципліна «Тепломасообмін» відноситься до циклу професійно-орієнтованих дисциплін в системі підготовки випускника з вищою освітою за освітнім рівнем «Бакалавр» спеціальності 192 «Будівництво та цивільна інженерія» професійного спрямування «Теплогазопостачання та вентиляція». Мета вивчення дисципліни – підготовка студентів до засвоєння питань тепломасообміну та використання одержуваних знань у професійної діяльності та під час виконання дипломного проектування.

Для засвоєння дисципліни необхідні знання, отриманні в результаті вивчення курсів: «Вища математика», «Фізика», «Гідравліка і аеродинаміка», «Термодинаміка».

Основними видами навчальної роботи з курсу «Тепломасообмін» є лекційні, практичні та лабораторні заняття, а також самостійне виконання курсового проекту.

Мета проведення лекцій – вивчення зі студентами основних закономірностей процесів переносу теплоти та маси, а також основ та принципів розрахунку теплоенергетичного обладнання.

Задачі лекційного курсу: навчити студента основним розрахунковим залежностям до будь-якого способу передачі теплоти, що відбувається у теплоенергетичному обладнанні, дати студентам основи користування різними розрахунковими та графічними методами проектування, а також самостійної праці з навчальною, нормативною, довідковою та технічною літературою.

Мета проведення практичних занять – навчити студентів основним принципам та методикам розрахунків різноманітних теплообмінників, прищепити студентам навички прийняття самостійних рішень.

Мета проведення лабораторних робіт – придбання студентами практичних навичок щодо проведення теплотехнічних вимірювань, які широко використовуються у процесі отримання розрахункових залежностей у теплотехніці.

Для перевірки засвоєння дисципліни використовуються такі форми контролю: індивідуальна контрольна співбесіда, письмова модульна контрольна робота, тестування, екзамен.

У результаті вивчення курсу студенти повинні знати:

- закономірності основних процесів переносу теплоти та маси;
- знати закони тепломасообміну;
- знати принципи проведення теплових розрахунків та рішення практичних задач, пов'язаних з тепломасообміном у енергетичних установках.

Спеціалісти повинні вміти:

- проводити розрахунки процесів тепловіддачі, масовіддачі та теплопередачі;

- розраховувати теплообмінні апарати для найпростіших схем руху теплоносіїв;
- вимірювати характеристики теплопереносу (коефіцієнт тепловіддачі, теплопровідності, теплові потоки тощо).

Фахівці мають бути ознайомленими:

- зі шляхами вирішення сучасних проблем тепломасообміну;
- з методами інтенсифікації теплопередачі та оптимізації енерготехнологічного обладнання.

1 ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

Лекція 1

- 1.1 Основні поняття та визначення.
- 1.2 Кількісні характеристики перенесення теплоти.
- 1.3 Диференційне рівняння теплопровідності.
- 1.4 Крайові умови.

Мета: ознайомитись з основними способами перенесення теплоти, показати їх взаємну залежність один від одного; вивести диференційне рівняння теплопровідності; показати, на яких двох законах воно базується; довести, що для вирішення конкретних задач теплопровідності диференційне рівняння необхідно доповнювати крайовими умовами.

1.1 ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТА ВИЗНАЧЕННЯ

Згідно з другим законом термодинаміки самочинний процес перенесення теплоти в просторі виникає під дією різниці температур і спрямований в напрямку зменшення температури.

Закономірності перенесення теплоти і кількісні характеристики цього процесу є предметом дослідження теорії **теплообміну (теплопередачі)**. Тепло-та може поширюватись у будь-яких речовинах і навіть через вакуум.

Теплопровідність – це процес перенесення теплоти, зумовлений обміном енергією руху мікрочастинками (молекулами, атомами, електронами). Мікрочастинки рухаються зі швидкостями, пропорційними їхній температурі, і переносять енергію із зони з вищою температурою в зону з нижчою температурою.

В електропровідних металах теплоперенесення посилюється інтенсивним рухом електронів, в газах – дифузією молекул.

Макроскопічні об'єми гарячої рідини чи газу під дією сили ваги або механічного тиску можуть переміщуватись в зони з нижчими температурами, а холодна рідина або газ – потрапляти в зони з високими температурами. Перене-

сення теплоти спільно з макроскопічними об'ємами рідини чи газу має назву **конвективного теплоперенесення** або просто **конвекції**.

Теплопередача – це процес теплообміну між двома середовищами через тверду стінку.

Третім способом перенесення теплоти є **випромінювання**.

1.2 КІЛЬКІСНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ

Інтенсивність перенесення теплоти характеризується **густиною теплового потоку**, тобто кількістю теплоти, яка передається за одиницю часу через одиницю площі поверхні. Ця величина вимірюється у $\text{Вт}/\text{м}^2$ і звичайно позначається q . Густина теплового потоку є вектором.

Кількість теплоти, яка передається за одиницю часу через довільну поверхню F , в теорії теплообміну прийнято називати **потужністю теплового потоку** або просто **тепловим потоком** і позначати Q . Одиницею її вимірювання звичайно є $\text{Дж}/\text{с}$, тобто Вт .

Кількість теплоти, яка передається за довільний проміжок часу τ через довільну поверхню F , позначимо Q_τ , Дж .

Використовуючи ці позначення, можна записати співвідношення між розглянутими величинами:

$$q = \frac{Q}{F} = \frac{Q_\tau}{\tau F}. \quad (1.1)$$

Температурне поле – це сукупність значень температури в усіх точках тіла в даний момент часу. Математичне описання температурного поля має вигляд $t = f(x, y, z, \tau)$, де x, y, z – просторові координати. Часто температура змінюється тільки за однією або двома просторовими координатами, відповідно температурне поле буде одно- або двомірним. Крім того, розрізняють **стаціонарне температурне поле**, коли температура в усіх точках тіла не змінюється з часом, і **нестационарне**.

Поверхня, в усіх точках якої температура однакова, називається **ізотермічною**. Найшвидше температура змінюється в напрямку, перпендикулярному ізотермічній поверхні. Вектор, що скерований по нормалі в напрямку збільшення температури і чисельно дорівнює похідній від температури за цим напрямком, є **градієнт температури**, тобто $\overrightarrow{\text{grad } t}$.

Відповідно до **закону Фур'є** вектор густини теплового потоку, який передається теплопровідністю, пропорційний градієнтові температури:

$$\vec{q} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad } t} = -\vec{n} \lambda \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (1.2)$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності речовини, $\text{Вт}/(\text{м К})$.

Знак мінус у рівнянні (1.2) вказує на те, що вектор \vec{q} скерований проти-
 лежно векторові $\overrightarrow{\text{grad } t}$, тобто в напрямку найбільшого зменшення температу-
 ри. Скалярна величина вектора густини теплового потоку дорівнює:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (1.2a)$$

Коефіцієнт теплопровідності λ в законі (1.2) характеризує здатність да-
 ної речовини проводити теплоту. Значення коефіцієнтів теплопровідності наво-
 дяться в довідниках теплофізичних властивостей речовин. Переважно коефіціє-
 нт теплопровідності для різних матеріалів визначається експериментально різ-
 ними методами. Коефіцієнт теплопровідності загалом залежить від температу-
 ри, тиску і роду речовини. Чисельно коефіцієнт теплопровідності λ дорівнює
 густині теплового потоку при градієнті температури 1 К/м:

$$\lambda = \frac{|q|}{|\text{grad } t|}, \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}. \quad (1.3)$$

Тепловий потік dQ_n через елементарну площу поверхні dF , яка перпен-
 дикулярна напрямкові \vec{n} , дорівнює скалярному добутку вектора \vec{q} на елеме-
 нтарну площинку dF . Повний тепловий потік Q через будь-яку поверхню F
 можна знайти інтегруванням:

$$Q = \int_F q dF. \quad (1.4)$$

1.3 ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

Вивчення будь-якого фізичного явища зводиться до встановлення залежно-
 сті між величинами, які характеризують це явище. Для складних фізичних проце-
 сів, в яких визначальні величини можуть суттєво відрізнятися в просторі і часі,
 встановити залежність між цими величинами дуже важко. В цих випадках засто-
 совують метод математичної фізики, який полягає в тому, що проміжок часу зме-
 ншується та зі всього простору розглядається лише елементарний об'єм. Це дає
 змогу у межах елементарного об'єму і вибраного малого відрізка часу знехтувати
 зміною деяких величин, які характеризують процес, і суттєво спростити залеж-
 ність. Отримана залежність є загальним диференціальним рівнянням розглянутого
 процесу. Інтегруючи диференціальне рівняння, можна отримати аналітичну залеж-
 ність між величинами для всієї області інтегрування і всього розглянутого промі-
 жку часу.

В основі виведення диференційного рівняння теплопровідності лежить
 закон збереження енергії:

$$dQ = dQ_1 + dQ_2, \quad (1.5)$$

де dQ – змінення внутрішньої енергії чи ентальпії речовини у елементарному
 об'ємі dV за час dt ;

dQ_1 – кількість теплоти, Дж, що підводиться до об'єму dV за час $d\tau$;
 dQ_2 – кількість теплоти, яка виділяється в об'ємі dV за рахунок внутрішніх джерел за час $d\tau$.

Диференціальне рівняння теплопровідності записується:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho}, \quad (1.6)$$

де $\nabla^2 t$ – оператор Лапласа у декартовій системі координат:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2};$$

a – коефіцієнт температуропровідності, що є фізичним параметром речовини та характеризує теплоінерційні якості тіла $a = \frac{\lambda}{c\rho}$, м²/с;

q_v – потужність внутрішніх джерел теплоти, Вт/м³;

c – теплоємність одиниці маси речовини, Дж/(кг·К);

ρ – густина речовини, кг/м³.

1.4 КРАЙОВІ УМОВИ

Застосування диференціального рівняння теплопровідності для конкретного випадку можливо при заданих *крайових умовах* (або *умовах однозначності*).

Крайові умови складаються з:

- *геометричних умов*, які характеризують форму та розмір тіла;
- *фізичних умов*, які характеризують фізичні параметри тіла (λ , c , ρ);
- *початкових умов*, які характеризують початковий розподіл температур;
- *граничних умов*, які характеризують процес взаємодії тіла з навколишнім середовищем.

Початкові умови необхідні під час розглядання нестационарних процесів і полягають у завданні закону розподілу температури в середині тіла в початковий момент часу:

$$\text{при } \tau = 0 \quad t = f(x, y, z). \quad (1.7)$$

У випадку рівномірного розподілу температури в тілі початкова умова спрощується (при $\tau = 0$):

$$t = t_0 = \text{const}. \quad (1.8)$$

Граничні умови можна задати декількома способами.

Граничні умови першого роду. Задається розподіл температури на поверхні тіла для кожного моменту часу:

$$t_F = f(x, y, z, \tau), \quad (1.9)$$

де t_F – температура на поверхні тіла, К;

x, y, z – координати поверхні тіла.

Коли температура на поверхні є сталою протягом усього часу продовження процесів теплообміну, рівняння (1.9) спрощується і набуває вигляду

$$t_F = \text{const.} \quad (1.10)$$

Граничні умови другого роду. Задаються значення теплового потоку для кожної точки поверхні тіла в будь-якого моменту часу

$$q_F = f(x, y, z, \tau), \quad (1.11)$$

де q_F – густина теплового потоку на поверхні тіла.

Граничні умови третього роду. Для цього задаються температури навколишнього середовища і закон теплообміну між поверхнею тіла і навколишнім середовищем.

Для описання процесу теплообміну між поверхнею тіла і середовищем застосовується закон Ньютона-Ріхмана (при $t_F > t_p$)

$$q = \alpha(t_F - t_p), \quad (1.12)$$

де α – коефіцієнт пропорційності, або коефіцієнт тепловіддачі, Вт/(м² К), який характеризує інтенсивність теплообміну між поверхнею тіла і навколишнім середовищем.

Згідно із законом збереження енергії теплота, яка відводиться з одиниці поверхні за одиницю часу внаслідок тепловіддачі за формулою (1.12), повинна дорівнювати кількості теплоти, яка підводиться до одиниці поверхні за одиницю часу внаслідок теплопровідності за формулою (1.2), тобто

$$\alpha(t_F - t_p) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_F, \quad (1.13)$$

де n – нормаль до поверхні тіла.

Остаточно граничні умови третього роду можна записати у вигляді:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_F = -\frac{\alpha}{\lambda} (t_F - t_p). \quad (1.14)$$

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи відрізняються одиниці електричної потужності та потоку теплоти?
- 2 Чи можна визначити густину теплового потоку у калоріях на квадратний метр?
- 3 З двох одиниць – ват та джоуль, чи є тільки ват одиницею теплової потужності?
- 4 Чи може конвективний теплообмін здійснюватися у твердому тілі?
- 5 Чи можуть ізотермічні поверхні перехресуватися?
- 6 Чи можуть ізотермічні поверхні бути замкнутими?
- 7 Чи можна розглядати диференціальне рівняння теплопровідності Фур'є як одну із форм закону збереження енергії?

- 8 Чи входять фізичні параметри тіла до складу умов однозначності, що необхідні для вирішення диференційного рівняння теплопровідності?
- 9 Чи тотожні поняття „умови однозначності” та „крайові умови”?
- 10 Чи тотожні поняття „граничні умови” та „крайові умови”?

Лекція 2

1.5 Перенесення теплоти теплопровідністю при стаціонарному режимі.

1.5.1 Однорідна плоска стінка.

1.5.2 Багатощарова плоска стінка.

Мета теми: отримати рівняння для розв'язання конкретних задач теплопровідності.

1.5 ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ ТЕПЛОПРОВІДНІСТЮ ПРИ СТАЦІОНАРНОМУ РЕЖИМІ

1.5.1 ОДНОРІДНА ПЛОСКА СТІНКА

Густина теплового потоку, що передається через однорідну та ізотропну плоску стінку товщиною δ , на поверхні якої підтримуються температури $t_{ст1}$, $t_{ст2}$ знаходиться з виразу:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{ст1} - t_{ст2}), \quad (1.15)$$

або для теплового потоку

$$Q = qF = \frac{\lambda}{\delta} (t_{ст1} - t_{ст2})F, \quad (1.16)$$

або для кількості теплоти

$$Q = qF\tau = \frac{\lambda}{\delta} (t_{ст1} - t_{ст2})F\tau. \quad (1.17)$$

Рівняння (1.15)...(1.17) є рівняннями теплопровідності однорідної плоскої стінки для стаціонарного процесу теплообміну.

Відношення λ/δ , Вт/(м²·К), називається **тепловою провідністю стінки**, а обернена величина δ/λ , (м²·К)/Вт, – **тепловим або термічним опором теплопровідності або стінки** та позначається R_λ .

Різниця температур $t_{ст1} - t_{ст2} = \Delta t$ називається **температурним напором**.

Користуючись поняттям термічного опору, формулу для розрахунку густини теплового потоку (1.15) можна подати у вигляді:

$$q = \frac{t_{ст1} - t_{ст2}}{R_\lambda}, \quad (1.18)$$

яка є аналогією закону Ома в електротехніці (величина електричного струму дорівнює різниці потенціалів, поділеній на електричний опір провідника, по якому проходить струм).

1.5.2 БАГАТОШАРОВА ПЛОСКА СТІНКА

Густина теплового потоку багат шарової плоскої стінки знаходиться за формулою:

$$q = \frac{t_{\text{cr}1} - t_{\text{cr}(n+1)}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n}} = \frac{t_{\text{cr}1} - t_{\text{cr}(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}}. \quad (1.19)$$

Величина $\sum_{i=1}^n R_{\lambda i} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$, яка дорівнює сумі термічних опорів всіх n шарів, називається повним термічним опором теплопровідності багат шарової плоскої стінки (середні значення термічного опору теплопровідності забруднень стінки наведені у таблиці А.10 додатку А).

Зворотна величина називається коефіцієнтом теплопередачі K :

$$K = \frac{l}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n}} = \frac{l}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}} \quad (1.20)$$

Розподіл температур у межах кожного шару – лінійний.

Узагальнена формула для розрахунку температури $t_{\text{cr}(k+1)}$ за будь-яким шаром ($i = k$):

$$t_{\text{cr}(k+1)} = t_{\text{cr}1} - q \sum_{i=1}^{i=k} R_{\lambda i}. \quad (1.21)$$

Для багат шарової плоскої стінки температурна крива становить ламану лінію.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи вірно, що при стаціонарному режимі теплообміну перепад температур на поверхні прямо пропорційний її термічному напору?
- 2 Чи однакова розмірність густини теплового потоку та лінійної густини теплового потоку?
- 3 Чи вірно, що у випадку плоскої стінки питомий термічний опір тепловіддачі (приграничного шару) залежить тільки від коефіцієнту тепловіддачі?
- 4 Чи завжди термічний опір теплопередачі між рідинами або газами через поверхню більше термічного опору цієї стінки?

Лекція 3

- 1.5.3 Однорідна циліндрична стінка.
- 1.5.4 Багат шарова циліндрична стінка.
- 1.5.5 Критичний діаметр ізоляції.

Мета: навчитись вирішувати конкретні задачі зі знаходження оптимальної товщини ізолюючого матеріалу під час ізолювання циліндричних труб, а також визначати лінійну густину теплового потоку, що передається теплопровідністю через стінки циліндричних труб.

1.5.3 ОДНОРІДНА ЦИЛІНДРИЧНА СТІНКА

Тепловий потік крізь одиницю довжини зовнішньої циліндричної поверхні або лінійна густина теплового потоку q_l , Вт/м, дорівнює:

$$\frac{Q}{l} = q_l = \frac{\pi(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}, \quad (1.22)$$

де $t_{\text{ст1}}$ і $t_{\text{ст2}}$ – сталі температури на поверхні стінки;

l – довжина розрахункової ділянки циліндричної стінки, м;

d_1 та d_2 – відповідно внутрішній та зовнішній діаметри стінки, м.

1.5.4 БАГАТОШАРОВА ЦИЛІНДРИЧНА СТІНКА

Для визначення теплового потоку через багат шарову циліндричну стінку необхідно, як і для багат шарової плоскої стінки, просумувати температурні напори окремих шарів:

$$Q = \frac{t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст(n+1)}}}{\frac{1}{2\pi l} \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} = \frac{2\pi l(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст(n+1)})}}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_n} \ln \frac{d_{n+1}}{d_n}}. \quad (1.23)$$

Розрахунок температур на межах шарів у даному випадку здійснюється за формулою:

$$t_{\text{ст(n+1)}} = t_{\text{ст1}} - \frac{Q}{2\pi l} \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}. \quad (1.24)$$

1.5.5 КРИТИЧНИЙ ДІАМЕТР ІЗОЛЯЦІЇ

Для зменшення втрат теплоти багато споруд, агрегатів, комунікацій доводиться теплоізувати, покриваючи їх зовнішні поверхні шаром матеріалу з

малою теплопровідністю $\lambda \leq 0,25$ Вт/(м·К). Такі матеріали називаються **теплоізоляторами** або **теплоізоляцією**.

Критичний діаметр ізоляції знаходиться за формулою:

$$d_{\text{із.кр}} = \frac{2\lambda_{\text{із}}}{\alpha_3}, \quad (1.25)$$

де $\lambda_{\text{із}}$ – коефіцієнт теплопровідності ізоляції, Вт/(м·К);

α_3 – коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні ізоляції або трубопроводу до навколишнього середовища, Вт/(м²·К).

Для зовнішнього діаметра теплоізоляції, що менший за деякого критичного значення $d_{\text{із.кр}}$, потовщення шару теплоізоляції призводить до зменшення сумарного лінійного термічного опору теплопередачі і відповідно до збільшення тепловтрат.

Теплоізоляція є ефективною тільки при $d_{\text{із}} \geq d_{\text{із.кр}}$.

Загалом для зменшення тепловтрат від трубопроводів у разі застосування теплоізоляції необхідно, щоб $d_{\text{кр}} \leq d_{\text{зт}}$, де $d_{\text{зт}}$ – зовнішній діаметр трубопроводу.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи вірно, що у випадку циліндричної стінки лінійний термічний опір тепловіддачі (приграничного шару) залежить від коефіцієнта тепловіддачі?
- 2 Чи може збільшуватися тепловий потік через циліндричну поверхню внаслідок збільшення її товщини, коли при цьому зберігаються незмінними температура внутрішнього шару стінки, температура навколишнього середовища та коефіцієнт тепловіддачі від зовнішнього шару стінки до навколишнього середовища?
- 3 Чи можна обчислити критичний діаметр циліндричної стінки, не враховуючи умов теплообміну її зовнішньої поверхні з навколишнім середовищем?
- 4 Коли у двошаровій циліндричній стінці досліджувати два однакових за товщиною шари – внутрішній та зовнішній, то чи може перепад температур у цих шарах бути однаковим?

Лекція 4

1.6 Теплообмін ребристих поверхонь.

Мета: показати і довести, що ребристі стінки використовують для інтенсифікації процесів теплообміну.

1.6 ТЕПЛООБМІН РЕБРИСТИХ ПОВЕРХОНЬ

Для інтенсифікації теплопередачі часто оребрюють ту поверхню стінки, тепловіддача від якої менш інтенсивна.

Загальний тепловий потік від ребристої стінки до навколишнього середовища становить:

$$Q = \alpha_{\text{пр}}(t_{\text{ст}2} - t_{\text{р}2})F_{\text{рст}}, \quad (1.26)$$

де $t_{\text{ст}2}$ і $t_{\text{р}2}$ – температура гладкої частини оребреної поверхні та температура зовнішнього середовища, °С.

Зовнішня поверхня оребреної стінки є сумою площі гладкої частини оребреної поверхні ($F_{\text{ст}}$) і площі ребер ($F_{\text{рб}}$).

$$F_{\text{рст}} = F_{\text{ст}} + F_{\text{рб}}. \quad (1.27)$$

Величина $\alpha_{\text{пр}}$ називається **приведеним коефіцієнтом тепловіддачі**:

$$\alpha_{\text{пр}} = \alpha_{\text{ст}} \frac{F_{\text{ст}}}{F_{\text{рст}}} + \alpha_{\text{рб}} \eta \frac{F_{\text{рб}}}{F_{\text{рст}}}, \quad (1.28)$$

де $\alpha_{\text{ст}}$, $\alpha_{\text{рб}}$ – коефіцієнти тепловіддачі від гладкої частини оребреної поверхні та на поверхні ребер;

η – коефіцієнт ефективності ребра, що може набувати значення в межах $0 < \eta < 1$ залежно від співвідношення внутрішнього та зовнішнього опорів теплопередачі ($\eta \rightarrow 1$ при λ ребра $\rightarrow \infty$ та навпаки).

Кількість теплоти, що передається через ребристу стінку, можна визначити рівнянням:

$$Q = \frac{t_{\text{р}1} - t_{\text{р}2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_{\text{пр}} F_{\text{рст}}}}, \quad (1.29)$$

де $t_{\text{р}1}$, $t_{\text{р}2}$ – температури теплоносіїв, °С;

α_1 – коефіцієнт тепловіддачі на неоребреній поверхні стінки, Вт/(м²·°С);

F_1 – площа неоребреної поверхні ребристої стінки, м²;

δ – товщина стінки, м.

Якщо, тепловий потік віднести до одиниці оребреної поверхні стінки, то

$$\frac{Q}{F_{\text{рст}}} = q_{\text{рст}} = \frac{t_{\text{p1}} - t_{\text{p2}}}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda}\right) \frac{F_{\text{рст}}}{F_1} + \frac{1}{\alpha_{\text{пр}}}} = K_{\text{рст}}(t_{\text{p1}} - t_{\text{p2}}), \quad (1.30)$$

$$\text{де} \quad K_{\text{рст}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda}\right) \frac{F_{\text{рст}}}{F_1} + \frac{1}{\alpha_{\text{пр}}}} \quad (1.31)$$

– коефіцієнт теплопередачі через ребристу стінку при віднесенні теплового потоку до оребреної поверхні, Вт/(м² К).

Відношення площі оребреної поверхні $F_{\text{рст}}$ до площі гладкої поверхні F_1 називається **коефіцієнтом оребрення** і позначається:

$$\varphi = \frac{F_{\text{рст}}}{F_1}. \quad (1.32)$$

На практиці дотримують співвідношення $\varphi \geq 4 \dots 10$.

У випадку багат шарової плоскої стінки коефіцієнт теплопередачі ребристої стінки становить:

$$K_{\text{рст}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda}\right) \varphi + \frac{1}{\alpha_{\text{пр}}}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum R_{\lambda}\right) \varphi + \frac{1}{\alpha_{\text{пр}}}}. \quad (1.33)$$

Для ефективної роботи ребер необхідно, щоб термічний опір теплопровідності самих ребер був значно менший за термічний опір тепловіддачі від них:

$$R_{\lambda_p} = \frac{l_p}{\lambda_p} \ll R_{\alpha_p} = \frac{1}{\alpha_p}, \quad (1.34)$$

де l_p – висота ребра.

У разі більшого термічного опору теплопровідності ребра температура в міру віддалення від його основи наближається до температури теплоносія, і кінець ребра працює неефективно.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 У випадку теплопередачі від рідини до повітря через металеву стінку, що їх розділяє, оребрення стінки з якого боку (повітря чи рідини) буде більш ефективним?
- 2 Чи однакова густина теплового потоку q за товщиною плоских багат шарових стінок за відсутності у них тепловиділення і теплопоглинання в умовах стаціонарного режиму за різними напрямками?
- 3 Коли на двох плоских стінках однакової товщини спостерігається однаковий перепад температур, то чи може бути різною густина теплового потоку крізь ці поверхні?

Лекція 5

1.7 Нестационарна теплопровідність.

1.7.1 Необмежена пластина товщиною 2δ .

1.7.2 Нескінченно довгий циліндр радіусом r_0 .

Мета: навчитись користуватись графіками та формулами, необхідними для розв'язання конкретних задач нестационарної теплопровідності.

1.7 НЕСТАЦІОНАРНА ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

Коли температурне поле змінюється за часом, то теплові процеси, що проходять у таких умовах, називаються **нестационарними**.

Нестационарні процеси теплопровідності зустрічаються під час гартування твердих тіл, охолодження металевих заготовок, випалу цегли і т. і.

Обмежимося приведенням готових розрахункових формул для необмеженої пластини і циліндра нескінченної довжини. Пластина вважається необмеженою, якщо її товщина значно менша за довжину та ширину. Аналогічно, циліндр вважається нескінченно довгим, якщо його довжина значно більша за діаметр.

Питома функція у вигляді безрозмірної температури може бути виражена наступним рівнянням:

$$\theta = \frac{t - t_p}{t_0 - t_p} = f(\text{Fo}, \text{Bi}, X), \quad (1.35)$$

де $\text{Bi} = \alpha l / \lambda$ – число Біо;

$\text{Fo} = a\tau / l^2$ – число Фур'є;

$X = x/l$ – безрозмірна узагальнена координата (для одномірного температурного поля);

α – коефіцієнт тепловіддачі між тілом і середовищем, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$;

l – характерний розмір тіла;

λ, a – коефіцієнти теплопровідності, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{C})$, і температуропровідності, $\text{м}^2/\text{с}$, тіла;

t, t_0, t_p – текуча та початкова температури тіла і температура середовища, $^\circ\text{C}$;

τ – дійсний час, с.

Кількість теплоти Q_τ , Дж, відданої (отриманої) тілом за час τ у процесі охолодження (нагріву), дорівнює:

$$Q_\tau = Q_0 (1 - \bar{\theta}), \quad (1.36)$$

де Q_0 – кількість теплоти, відданої (отриманої) тілом за час повного охолодження (нагріву), Дж;

$\bar{\theta}$ – середня за об'ємом безрозмірна температура тіла у момент часу τ .

1.7.1 НЕОБМЕЖЕНА ПЛАСТИНА ТОВЩИНОЮ 2δ

У цьому випадку $l = \delta$, $X' = X = x/\delta$, $Bi = \alpha \delta/\lambda$, $Fo = \alpha\tau/\delta^2$.

Безрозмірна температура пластини $\theta = f(Fo, Bi, X) = (t - t_p)/(t_o - t_p)$.

Якщо $Fo \geq 0,3$, то температура на поверхні пластини ($X = 1$)

$$\theta_{\text{пов}} = (t_{\text{пов}} - t_p)/(t_o - t_p) = P \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (1.37)$$

а температура на середині товщини пластини ($X = 0$)

$$\theta_{\text{сер}} = (t_{\text{сер}} - t_p)/(t_o - t_p) = N \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (1.38)$$

де P, N, μ_1, μ_1^2 – визначаються за табл. 5 додатку [1] для пластини залежно від числа Bi .

Температури $\theta_{\text{пов}}$ і $\theta_{\text{сер}}$ можна визначити за графіками [1-4, 6] або з додатку Б (таблиці Б.14-Б.15) за відомими числами Bi та Fo .

Теплота, передана за час повного охолодження, становить:

$$Q_o = 2 \delta F \rho c (t_o - t_p), \quad (1.39)$$

де F – площа поверхні пластини, m^2 ;

c, ρ – питома теплоємність, Дж/(кг·°С), та густина, кг/м³, матеріалу.

Середня за об'ємом безрозмірна температура пластини у момент часу τ при $Fo \geq 0,3$

$$\bar{\theta} = \frac{2Bi^2}{\mu_1^2(\mu_1^2 + Bi^2 + Bi)} \exp(-\mu_1^2 Fo). \quad (1.40)$$

1.7.2 НЕСКІНЧЕННО ДОВГИЙ ЦИЛІНДР РАДІУСОМ r_o

Безрозмірна температура циліндра

$$\theta = (t - t_p)/(t_o - t_p) = f(Bi, Fo, R) = f(\alpha r_o/\lambda; \alpha\tau/r_o^2; r_x/r_o), \quad (1.41)$$

де θ – питома температура у циліндрі на відстані r_x від осі ($0 \leq r_x \leq r_o$) у час τ .

Якщо $Fo \geq 0,3$, то температура на поверхні циліндру ($R = 1$)

$$\theta_{\text{пов}} = (t_{\text{пов}} - t_p)/(t_o - t_p) = P_o \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (1.42)$$

а температура на осі циліндру ($R = 0$)

$$\theta_{\text{осі}} = (t_{\text{осі}} - t_p)/(t_o - t_p) = N_o \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (1.43)$$

де P_o, N_o, μ_1, μ_1^2 – визначаються за табл. 6 [3] для циліндру залежно від числа Bi .

Температури $\theta_{\text{пов}}$ і $\theta_{\text{осі}}$ можна визначити за графіками [1, 3, 5] за відомими числами Bi та Fo .

Теплота, віддана за час повного охолодження, дорівнює:

$$Q_o = \pi r_o^2 l \rho c (t_o - t_p), \quad (1.44)$$

де l – довжина циліндру, м.

Середня за об'ємом безрозмірна температура циліндру в момент часу τ при $Fo \geq 0,3$ дорівнює:

$$\bar{\theta} = \frac{4Bi^2}{\mu_1^2(\mu_1^2 + Bi^2)} \exp(-\mu_1^2 Fo). \quad (1.45)$$

Коли $Fo < 0,3$, то для розрахунку θ використовуються формули, наведені в [1].

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи включається до числа Біо коефіцієнт теплопровідності рідини (навколишнього середовища)?
- 2 Чи однакове написання лінійних розмірів, які входять до складу числа Фур'є для пластини та циліндру?
- 3 Чи може безрозмірна температура збільшуватися у режимі нагрівання або у режимі охолодження?
- 4 Чи достатньо однієї з діаграм виду $\theta = f(Fo, Bi)$ для пластини, щоб визначити різницю безрозмірних температур між серединою і поверхнею безкрайньої пластини?

ТЕМА 2 КОНВЕКТИВНИЙ ТЕПЛООБМІН (ТЕПЛОВІДДАЧА)

Лекція 6

- 2.1 Основний закон конвективного теплообміну Ньютона-Ріхмана.
- 2.2 Поняття про вільну і вимушену конвекцію.
- 2.3 Ламінарний і турбулентний режим течії. Фізична суть числа Рейнольдса.
- 2.4 Поняття про гідродинамічний і тепловий приграничні шари.
- 2.5 Система диференціальних рівнянь конвективного теплообміну.

Мета: вивчити основне рівняння тепловіддачі; показати, що у разі його використання складність полягає в коректному розрахунку величини α ; запам'ятати систему диференціальних рівнянь конвективного теплообміну, що разом з умовами однозначності становлять математичне формулювання крайової задачі.

2.1 ОСНОВНИЙ ЗАКОН КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМІНУ НЬЮТОНА-РІХМАНА

Явища конвективного перенесення теплоти можуть статися лише у рідинах та газах. Макрочастинки рідини або газу, що переміщуються з області більшої температури в область меншої температури, переносять із собою теплоту і навпаки. Процес теплообміну між поверхнею твердого тіла та рідиною чи газом або поверхнею рідини та газом називається **тепловіддачею** (у разі охолодженні) або ще теплосприйняттям – у разі нагріву, а поверхня тіла, через яку переноситься теплота – **поверхнею теплообміну** або **поверхнею тепловіддачі**.

Згідно із **законом Ньютона-Ріхмана** густина теплового потоку q в процесі тепловіддачі пропорційна різниці температур поверхні t_F і рідини¹ t_p :

$$q = Q/F = \alpha(t_F - t_p). \quad (2.1)$$

У процесі тепловіддачі, незалежно від напрямку теплового потоку Q (від стінки до рідини або навпаки), значення його прийнято вважати позитивним, тому різницю температур $t_F - t_p = \Delta t_F$, яку називають **температурним напором** або **рушійною силою процесу тепловіддачі**, визначають за абсолютною величиною, тобто від більшого значення віднімають менше.

Стосовно до всієї поверхні теплообміну для стаціонарного процесу тепловіддачі рівняння (2.1) набирає вигляду:

¹ Тут і надалі під час опису конвективного теплообміну (якщо немає уточнень) під рідиною мати на увазі: рідина або газ.

$$Q = \alpha F(t_F - t_p). \quad (2.2)$$

Коефіцієнт пропорційності α в рівняннях (2.1) і (2.2) називається **коефіцієнтом тепловіддачі**, Вт/(м²·К). Він характеризує інтенсивність процесу тепловіддачі. Чисельне значення його дорівнює густині теплового потоку (тепловому потокові від одиниці площі поверхні теплообміну) при різниці температур поверхні і рідини в один кельвін:

$$\alpha = q/(t_F - t_p) = \frac{Q}{F \cdot (t_F - t_p)}. \quad (2.3)$$

Внаслідок складної структури потоків, особливо в умовах турбулентного руху, величина α є складною функцією багатьох змінних. Коефіцієнт тепловіддачі залежить від таких факторів:

- швидкості рідини w , її густини ρ і в'язкості μ , тобто змінних, які визначають режим течії рідини;
- теплових властивостей рідини (питомої теплоємності c_p , теплопровідності λ), а також коефіцієнта об'ємного розширення β ;
- геометричних параметрів: форми і визначальних розмірів стінки (для труб - їх діаметра d і довжини l), а також шорсткості ε стінки.

Отже,

$$\alpha = f(w, \rho, \mu, c_p, \lambda, \beta, d, l, \varepsilon), \quad (2.4)$$

тобто можна зробити висновок, що простота рівняння тепловіддачі (2.1) оманлива. У разі його використання складність полягає в розрахунку величини α .

Коефіцієнт тепловіддачі α може бути різним в різних точках поверхні теплообміну. В цьому випадку вводять поняття **локального (місцевого) коефіцієнта тепловіддачі**, який є функцією координат поверхні теплообміну. Для спрощення теплових розрахунків користуються **середнім по поверхні коефіцієнтом тепловіддачі** $\bar{\alpha}$.

2.2 ПОНЯТТЯ ПРО ВІЛЬНУ І ВИМУШЕНУ КОНВЕКЦІЇ

На значення коефіцієнта тепловіддачі вирішальний вплив чинять умови течії рідини (газу) поблизу поверхні теплообміну.

Розрізняють природний (вільний) та вимушений рухи рідини конвекцію. Вимушений рух створюється зовнішнім джерелом (насосом, вентилятором, вітром). Природна конвекція виникає тільки під час теплообміну за рахунок теплового розширення нагрітої біля поверхні тепловіддачі рідини (рис. 2.1). Інтенсивність теплового розширення характеризується **температурним коефіцієнтом об'ємного розширення**:

$$\beta = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{P=\text{const}}, \quad (2.5)$$

де $v = 1/\rho$ – питомий об'єм рідини, м³/кг.

Для газів, які в більшості випадків можна вважати ідеальними, коефіцієнт об'ємного розширення можна отримати, користуючись рівнянням Менделєєва-Клапейрона:

$$\beta = 1/T. \quad (2.6)$$

Для краплинних рідин на будь-який одиничний об'єм прогрітої рідини буде діяти піднімальна сила F_{Π} , яка дорівнює алгебраїчній сумі виштовхувальної архімедової сили $A = \rho_p g$ і сили ваги $G = \rho g$:

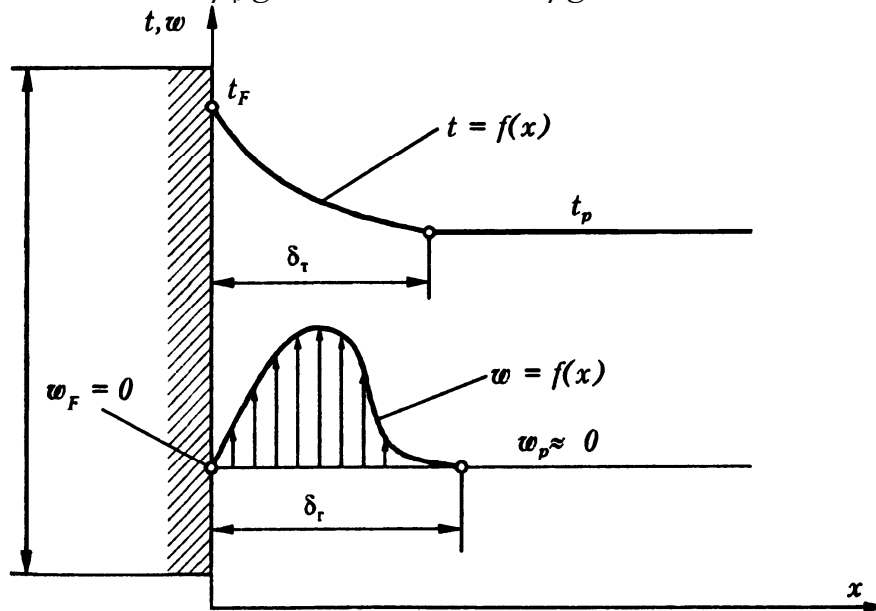


Рис. 2.1 - Розподіл швидкостей і температур теплоносія біля вертикальної поверхні тепловіддачі під час природної конвекції (гідродинамічний і тепловий приграничні шари під час вільного руху)

$$F_{\Pi} = A - G = g(\rho_p - \rho) = -g\beta\rho_p(t - t_p). \quad (2.7)$$

Рухові теплоносіїв біля поверхні завжди протидіє сила внутрішнього тертя, яка виникає через в'язкість рідин і газів. Тому під час природної і вимушеної конвекції швидкість руху частинок рідини, які прилипли до самої поверхні, дорівнює нулеві (див. рис. 2.1).

Сила внутрішнього тертя залежить від **динамічного коефіцієнта в'язкості** μ рідини, Н·с/м², тобто Па·с. В рівняннях тепловіддачі частіше використовують **кінематичний коефіцієнт в'язкості** $\nu = \mu/\rho$, м²/с. Ці коефіцієнти характеризують фізичні властивості рідини або газу, і значення їх наводяться в додатку А (таблиці А.1-А.5).

2.3 ЛАМІНАРНИЙ І ТУРБУЛЕНТНИЙ РЕЖИМ ТЕЧІЇ. ФІЗИЧНА СУТЬ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА

Вперше режими течії рідини вивчив О. Рейнольдс у 1883 р.

Рух, під час якого всі частинки рідини рухаються паралельними траєкторіями, називають **струминним** або **ламінарним**.

Невпорядкований рух, під час якого окремі частинки рідини рухаються заплутаними хаотичними траєкторіями, тоді як вся маса рідини переміщається в одному напрямку, називають **турбулентним**.

У турбулентному потоці відбуваються **пульсації швидкостей**, під дією яких частинки рідини, які рухаються в головному (осьовому) напрямку, отримують також **поперечні переміщення**, які приводять до **інтенсивного переміщення** потоку по перерізу і вимагають відповідно **більшої затрати енергії** на рух рідини, ніж при ламінарному потокові.

$$Re = \frac{w \cdot d}{\nu} \quad (2.8)$$

Критерій Рейнольда (2.8) – є мірою співвідношення між силами інерції та в'язкості в руховому потокові.

Перехід від ламінарного до турбулентного руху характеризується критичним значенням $Re_{кр}$. Так, під час руху рідини **прямими гладкими трубами** $Re_{кр} \approx 2300$. При $Re_{кр} \leq 2300$ течія звичайно є ламінарною, тому дану область значень Re називають областю **стійкого ламінарного режиму течії**. При $Re > 2300$ частіше спостерігається турбулентний характер руху. Проте при $2300 < Re < 10000$ режим течії **турбулентний нестійкий** або **перехідний (змішаний)**. Хоча турбулентний рух за таких умов ймовірний, але інколи при цих значеннях Re може спостерігатись і ламінарний потік. Лише при $Re \geq 10000$ **турбулентний рух стає стійким (розвинутим)**.

Під час руху в каналах некруглого перерізу для розрахунку критерію Re замість d використовують еквівалентний діаметр, який визначається відношенням:

$$d_e = 4F/P, \quad (2.9)$$

де F – площа вільного перерізу трубопроводу або каналу; P – змочений периметр перерізу трубопроводу або каналу.

Для труб круглого перерізу $d_e = d$.

2.4 ПОНЯТТЯ ПРО ГІДРОДИНАМІЧНИЙ І ТЕПЛОВИЙ ПРИГРАНИЧНІ ШАРИ

Зона безмежного потоку, в якій завдяки взаємодії з поверхнею пластини часток рідини, що “прилипають” до неї, швидкість їхнього руху змінюється від розрахункового значення $w = w_p$ до $w = 0$, називається **гідродинамічним приграничним шаром**. За товщину *гідродинамічного приграничного шару* δ_r приймають таку відстань від поверхні, на якій швидкість дорівнює $0,99w_p$. В турбулентному приграничному шарі завжди зберігається тонкий ламінарний, або в'язкий підшар, де швидкість невелика і сили в'язкості гасять турбулентні вихорі.

У межах **теплого приграничного шару** температура змінюється від t_F на поверхні пластин до t_p у збуреному потоці. За товщину *теплого приграничного шару* δ_T приймається відстань від поверхні до точки, в якій надлишкова температура рідини $\Delta t = t - t_F$ становить $0,99 \cdot (t_p - t_F)$.

2.5 СИСТЕМА ДИФЕРЕНЦІЙНИХ РІВНЯНЬ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМІНУ

Сукупність теплових та гідродинамічних явищ, що визначають процес тепловіддачі, описується наступною системою диференційних рівнянь: рівняння теплообміну, енергії, руху та суцільності.

2.5.1 РІВНЯННЯ ТЕПЛООБМІНУ

Тепловий потік від поверхні через шар "прилиплої" до неї рідини переноситься виключно теплопровідністю. Згідно з формулою (1.2) кількість теплоти, яка передається теплопровідністю через площу поверхні dF за час $d\tau$, дорівнює:

$$dQ_\tau = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0} dF d\tau, \quad (2.10)$$

де n – нормаль до площинки dF , а умова $n \rightarrow 0$ означає, що похідну потрібно брати безпосередньо біля поверхні. Для тієї ж самої кількості теплоти dQ_τ відповідно до закону конвективного теплообміну Ньютона-Ріхмана (2.2) можна записати:

$$dQ_\tau = \alpha \cdot (t_F - t_p) dF d\tau. \quad (2.11)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (2.10) і (2.11) отримаємо **диференційне рівняння тепловіддачі**:

$$\alpha = - \frac{\lambda}{t_F - t_p} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0}, \quad (2.12)$$

яке дає можливість визначити розподіл місцевих коефіцієнтів тепловіддачі по відповідній поверхні.

Але з рівняння (2.12) видно, що для знаходження коефіцієнта тепловіддачі α необхідно знати температурний градієнт, тобто розподіл температур у рідині.

Рівняння (2.13) становить **диференційне рівняння конвективного теплообміну**, яке також називають **диференційним рівнянням енергії** або рівнянням Фур'є-Кірхгофа.

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w \operatorname{grad} t = a \nabla^2 t. \quad (2.13)$$

Це рівняння виражає в найзагальнішому вигляді розподіл температур у рухомому середовищі.

Для твердих тіл $w_x = w_y = w_z = 0$, і рівняння (2.13) перетворюється в диференціальне рівняння теплопровідності.

Для усталеного процесу теплообміну в рівнянні (2.13) член $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$.

Якщо скористатися субстанційною похідною від температури

$$\frac{Dt}{dt} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z,$$

то отримаємо скорочений запис рівняння Фур'є-Кірхгофа:

$$\frac{Dt}{dt} = a \nabla^2 t \quad (2.14)$$

Наявність у рівнянні (2.13) нових змінних w_x , w_y та w_z свідчить про те, що у разі руху рідини температурне поле залежить від розподілу швидкостей. Ця залежність виражається **диференціальним рівнянням руху рідини**, що у курсі гідродинаміки називають рівнянням **Нав'є-Стокса**.

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} = g \beta (t_F - t_p) - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 w. \quad (2.15)$$

У рівнянні (2.15) ми маємо нову невідому величину – тиск p , тому для отримання замкнутої системи рівнянь необхідно до вищеподаних рівнянь докласти **диференціальне рівняння суцільності**.

Для рідини, що має постійну густину, **рівняння суцільності** має вигляд

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0. \quad (2.16)$$

Диференціальні рівняння (2.12), (2.14), (2.15) та (2.16) описують будь-який процес тепловіддачі.

Для виділення конкретної задачі з безлічі інших необхідно задати умови однозначності, які містять:

- 1) геометричні умови, що визначають форму і розміри системи, в якій відбувається процес;
- 2) фізичні умови, які характеризують теплофізичні властивості середовища: $c_p, \rho, \lambda, \beta, \nu$;
- 3) часові, або початкові умови, які характеризують особливості процесу в початковий момент часу; для стаціонарних задач ці умови непотрібні;
- 4) граничні умови, які визначають особливості протікання процесу на зовнішніх границях розглянутої системи.

Система диференціальних рівнянь разом з умовами однозначності становить математичне формулювання крайової задачі.

Аналітичне розв'язування отриманої системи диференціальних рівнянь здійсненне лише в окремих випадках з суттєвими спрощеннями, тому для отримання розрахункових залежностей переважно або звертаються до експериментального вивчення явища, або розв'язують задачу чисельними методами на

ЕОМ. Отриманий обсяг досліджень дуже великий. Оброблення і використання результатів також дуже утруднені. Подолати ці труднощі допомагає теорія подібності.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи вірно, що залежність коефіцієнту тепловіддачі α від температури подана у таблицях теплофізичних властивостей речовин поряд з c , a , λ та іншими величинами?
- 2 Чи вірно, що у якості визначаючої температури може бути взята будь яка температура, що введена до умов однозначності?
- 3 Чи вірно, що у якості визначаючого розміру може бути взятий будь-який лінійний розмір, введений до складу умов однозначності?
- 4 Чи вірно, що товщина ламінарного гідродинамічного шару завжди зростає лінійно за відстанню від переднього краю пластини?
- 5 Чи залежить товщина в'язкого підшару при турбулентній течії від кінематичного коефіцієнта в'язкості?

Лекція 7

2.6 Основні положення теорії подібності.

2.6.1 Поняття про подібні явища.

2.6.2 Числа (критерії) подібності.

2.6.3 Рівняння подібності.

2.7 Розрахункові залежності для визначення коефіцієнтів тепловіддачі.

2.7.1 Тепловіддача під час вільної (природної) конвекції.

Мета: вивчити теореми подібності; з'ясувати фізичний зміст чисел подібності; пояснити вид критеріїв, що використовуються для математичного опису процесу у безрозмірній формі.

2.6 ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ТЕОРІЇ ПОДІБНОСТІ

2.6.1 ПОНЯТТЯ ПРО ПОДІБНІ ЯВИЩА

Теорія подібності – це вчення про подібні явища.

Умовою геометричної подібності фігур є пропорційність схожих лінійних розмірів.

Умовою подібності полів фізичних величин є пропорційність значень цих величин в схожих точках.

У подібних явищах подібні поля всіх фізичних величин, які характеризують ці явища.

У разі довільного поєднання констант подібності явища не будуть подібними.

2.6.2 ЧИСЛА (КРИТЕРІЇ) ПОДІБНОСТІ

Число Нусельта

$$\text{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda} \quad (2.17)$$

– це безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі, який виражає відношення термічного опору теплопровідності R_λ шару рідини характерним розміром l до термічного опору тепловіддачі $R_\alpha = 1/\alpha$:

$$R_\lambda/R_\alpha = \frac{l}{\lambda} / \frac{1}{\alpha} = \frac{\alpha l}{\lambda} = \text{Nu}. \quad (2.18)$$

Число Нусельта характеризує подібність (інтенсивність) процесів теплоперенесення на границі між поверхнею (стінкою) і потоком рідини.

Число Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{w \rho l}{\mu} = \frac{w l}{\nu} \quad (2.19)$$

виражає відношення сил інерції (швидкісного напору) $F_i = \rho w^2$ до сил в'язкого тертя $F_\mu = \mu w/l$ в рухомому потоці; характеризує режим течії рідини.

Число Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (2.20)$$

характеризує співвідношення в'язких і температуропровідних властивостей теплоносія. Критерій Pr є мірою подібності профілю швидкостей і температур в процесах тепловіддачі. Значення числа Pr наводяться в довідниках.

Число Грасгофа

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot l^3}{\nu^2} \Delta t_F \quad (2.21)$$

характеризує співвідношення піднімальної сили, яка виникає внаслідок різниці густин в окремих точках неізотермічного потоку (теплового розширення рідини), до в'язкості (тертя).

Число Ейлера

$$\text{Eu} = \frac{\Delta p}{\rho w^2} \quad (2.22)$$

характеризує відношення перепаду тисків до швидкісного напору; виражає вплив перепаду гідростатичного тиску на рух рідини.

Безрозмірні числа Re , Pr , Gr – **визначальні**. Вони складаються з величин, завданих умовами однозначності, тобто відомі до розв'язування задачі. А Nu та Eu – це **визначувані** числа.

Відповідно до так званої **третьої теореми подібності**, яку висунули М. В. Кірпічов та О. А. Гухман, *необхідною і достатньою умовою подібності фізично однакових процесів є рівність однойменних визначальних безрозмірних чисел і подібність умов однозначності*.

Абсолютні значення розмірів, швидкостей, температур і величин, які характеризують теплофізичні властивості теплоносія в подібних явищах, можуть бути різними за умови, що комбінації їх дають однакові визначальні безрозмірні числа ($Re' = Re''$, $Pr' = Pr''$, $Gr' = Gr''$). Ці безрозмірні числа, які характеризують подібність явищ, називаються **критеріями подібності**.

2.6.3 РІВНЯННЯ ПОДІБНОСТІ

Рівняння подібності. Результати експериментальних досліджень часто узагальнюють у вигляді рівнянь у безрозмірній формі. Ці рівняння пов'язують визначуване безрозмірне число Nu (воно містить шуканий коефіцієнт тепловіддачі α) з безрозмірними координатами і визначальними безрозмірними числами (критеріями подібності). Вид критеріїв подібності, а відповідно і загальний вигляд безрозмірної залежності, яка називається **рівнянням подібності**, визначають, виходячи з математичного описання процесу в безрозмірній формі.

Для розглянутого випадку тепловіддачі під час обтікання пластини

$$Nu = f_1(Re, Pr, Gr, X). \quad (2.23)$$

Для розрахунку теплового потоку Q від всієї поверхні F користуються середнім по поверхні коефіцієнтом тепловіддачі $\bar{\alpha}$:

$$Q = \bar{\alpha} F (t_F - t_p) \lambda. \quad (2.24)$$

На відміну від місцевого (локального) коефіцієнта тепловіддачі α , який може бути різним для різних ділянок поверхні, величина $\bar{\alpha}$, що є усередненою по всій поверхні, не залежить від координат. Отож і значення числа $\bar{Nu} = \bar{\alpha} l / \lambda$ залежить лише від трьох визначальних чисел:

$$\bar{Nu} = f_2(Re, Pr, Gr). \quad (2.25)$$

Під час вимушеної течії часто можна знехтувати впливом природної конвекції, тобто $\bar{Nu} \neq f(Gr)$; в правій частині залежності (2.25) залишаються лише два визначальних числа:

$$\bar{Nu} = f_3(Re, Pr). \quad (2.26)$$

Під час природного (безнапінного) руху число \overline{Nu} також буде залежати від двох визначальних чисел:

$$\overline{Nu} = f_4(Gr, Pr), \quad (2.27)$$

оскільки швидкість природного руху теплоносія вздовж поверхні з умов однозначності невідома і число Re перейде в розряд визначуваних чисел.

Для газів однакової атомності, для яких критерій Pr однаковий і сталий, рівняння (2.26) і (2.27) відповідно набувають вигляду:

$$\overline{Nu} = f_5(Re); \quad (2.28)$$

$$\overline{Nu} = f_6(Gr). \quad (2.29)$$

Крім цього, в критеріальні рівняння можуть вводитись додаткові **безрозмірні геометричні симплекси**, які характеризують досліджуваний процес.

Підставляючи значення визначальних безрозмірних чисел у відповідну формулу і розрахувавши \overline{Nu} , можна відразу, використовуючи умови однозначності досліджуваного об'єкта, визначити значення коефіцієнта тепловіддачі, оскільки з визначення числа Nu (2.17) випливає:

$$\overline{\alpha} = \frac{\overline{Nu} \cdot \lambda}{l}. \quad (2.30)$$

2.7 РОЗРАХУНКОВІ ЗАЛЕЖНОСТІ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕПЛОВІДДАЧІ

2.7.1 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ВІЛЬНОЇ (ПРИРОДНОЇ) КОНВЕКЦІЇ

Під час вільного руху більш нагріті частинки рідини, які мають меншу густину, піднімаються вгору; їх замінюють холодні частинки, які опускаються донизу і, нагріваючись, також рухаються вгору.

Вільна конвекція може відбуватись в необмеженому просторі апарата (приміщення) і обмеженому замкнутому просторі.

2.7.1.1 Вільна конвекція в необмеженому просторі

У даному випадку тепловіддача залежить від форми і розмірів твердої поверхні нагрівання (або охолодження), температури цієї поверхні, температури рідини, коефіцієнта об'ємного розширення β та інших її фізичних властивостей (λ, a, ν, ρ), а також від прискорення сили ваги g . Проте швидкість руху рідини не впливає на тепловіддачу. Тому критерій Рейнольдса вилучається з узагальненого рівняння тепловіддачі при природній конвекції, в якому визначальними критеріями подібності є критерії Gr і Pr .

Для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі в умовах природної конвекції у великому об'ємі теплоносія звичайно користуються критеріальною залежністю вигляду:

$$\overline{Nu} = C(Gr, Pr)^n, \quad (2.40)$$

яка узагальнює численні експериментальні дані.

Значення коефіцієнта C і показника степеня n залежать від режиму руху рідини, який визначається температурою t_F твердої поверхні, різницею температур $\Delta t = t_F - t_p$ між нею і рідким середовищем, а також густиною теплового потоку q . Чисельні значення C і n для різних режимів процесу такі:

Режим	Gr·Pr	C	n
Ламінарний	$< 5 \cdot 10^2$	1.18	0.125
Перехідний	$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	0.54	0.25
Турбулентний	$> 2 \cdot 10^7$	0.135	0.333

За формулою (2.40) можна розраховувати тепловіддачу від поверхонь практично будь-якої форми, вертикальних і горизонтальних труб, вертикальних пластин.

Визначальним геометричним розміром в рівнянні (2.40) для горизонтальних труб є діаметр d , для вертикальних труб і пластин – висота H ; визначальною температурою прийнята середня температура приграничного шару, яка дорівнює середній температурі між температурою поверхні і теплоносія віддалік від неї: $\bar{t} = 0.5(t_F + t_p)$.

Окрім цього, якщо значення коефіцієнта C збільшити на 30 % порівняно з наведеним, то формулою (2.40) можна користуватись і для розрахунку $\bar{\alpha}$ від горизонтальної плити, яка повернута нагрівальним боком вгору. Якщо нагрівальний бік повернути донизу, то значення C необхідно зменшити на 30%. В обох випадках визначальним є найменший розмір плити на плані.

Критеріальне рівняння конвективної тепловіддачі (2.40) може містити додатковий множник $(Pr/Pr_{ст})^{0.25}$, який враховує напрямок теплового потоку і є близьким до одиниці, коли температури рідини і стінки відрізняються мало. Під час обчислення критерію $Pr_{ст}$ значення фізичних констант рідини необхідно брати за температурою стінки $t_{ст} = t_F$.

У краплинних рідин зі збільшенням температури значення критерію Pr зменшується. Отже, для краплинних рідин під час нагрівання $Pr/Pr_{ст} > 1$, а під час охолодження $Pr/Pr_{ст} < 1$.

Для газів $Pr/Pr_{ст} = 1$ як під час нагрівання, так і під час охолодження, оскільки для газу даної атомності (при невисоких тисках) критерій Pr є величиною майже сталою, незалежною від температури і тиску.

Орієнтовні значення критерію Pr для газів, якими рекомендується користуватись під час розрахунків:

одноатомні 0.67,
 двоатомні 0.72 (для повітря),

триатомні 0.8,
чотири- і багатоатомні гази 1.0.

2.7.1.2 Вільна конвекція в замкнутому обмеженому просторі

За цих умов потоки частинок рідини, які піднімаються і опускаються, вже не є розмежованими. Це ускладнює циркуляцію і, відповідно, процес теплообміну, який умовно розглядають як перенесення теплоти тільки теплопровідністю, вводячи в розрахунок **еквівалентний коефіцієнт теплопровідності** λ_e , який визначається експериментально.

Типовим прикладом такого теплообміну є перенесення теплоти між віконними шибками (у вузькому глухому каналі). Як показує експеримент, здебільшого теплоперенесення за таких умов (навіть неподібних, наприклад, у вертикальних і горизонтальних кільцевих щілинах) можна наближено об'єднати загальною розрахунковою методикою.

Середню густину теплового потоку \bar{q} між поверхнями, розділеними прошарком газу або рідини товщиною δ , можна розрахувати як і під час перенесення теплоти теплопровідністю через плоску стінку (див. формулу (1.15)):

$$\bar{q} = \frac{\lambda_e}{\delta} (t_{ст1} - t_{ст2}), \quad (2.41)$$

де $t_{ст1}$ і $t_{ст2}$ – відповідно більша і менша температура огорожувальних поверхонь; λ_e – еквівалентний коефіцієнт теплопровідності, який враховує і конвективне перенесення теплоти.

При $Gr \cdot Pr < 10^3$ природну конвекцію можна не враховувати, вважаючи, що $\lambda_e = \lambda_p$. При $Gr \cdot Pr > 10^3$ значення λ_e стає помітно більшим, ніж λ_p , і розраховується за формулою $\lambda_e = \varepsilon_k \lambda_p$. Значення **поправки на конвекцію** ε_k наближено визначається залежністю:

$$\varepsilon_k \cong 0,18(Gr \cdot Pr)^{0,25}. \quad (2.42)$$

Визначальний розмір під час розрахунку числа Gr – товщина прошарку δ , а визначальна температура – середня між поверхнями: $\bar{t} = 0,5(t_{ст1} + t_{ст2})$.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чому у сауні з температурою більш 100°C людина може знаходитися достатньо довго, а у воді, що кипить – ні?
- 2 Як впливає температура повітря на інтенсивність конвективної тепловіддачі від нього до стінки труби?
- 3 Чи залежить відношення товщини гідродинамічного і теплового приграничних шарів при ламінарній течії від фізичних властивостей рідини?
- 4 Чи однакові найменування чисел подібності, що використовуються для розрахунку в'язкісно-гравітаційного режимів течії?

Лекція 8

2.7.2 Тепловіддача під час вимушеного руху теплоносія.

2.7.2.1 Тепловіддача під час повздовжнього обтікання пластин.

2.7.2.2 Тепловіддача під час течії рідини в прямих трубах, каналах та змійовиках.

2.7.2.3 Тепловіддача під час течії рідини в кільцевому каналі теплообмінника типу "труба в трубі".

2.7.2.4 Тепловіддача під час течії рідини в міжтрубному просторі пучка гладких труб кожухотрубного теплообмінника.

2.7.2.5 Тепловіддача під час обтікання пучка труб з поперечними ребрами.

Мета теми: з'ясувати фізичний зміст процесів, що відбуваються під час повздовжньому обтіканні пластини та течії рідини в трубах та каналах.

2.7.2 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ВИМУШЕНОГО РУХУ ТЕПЛОНОСІЯ

2.7.2.1 Тепловіддача під час повздовжнього обтікання пластин

На початковій ділянці (див. рис. 2.2) при малих значеннях x гідродинамічний приграничний шар дуже тонкий (в лобовій точці з координатою $x = 0$ його товщина дорівнює нулеві), і течія в ньому ламінарна - струминки рідини рухаються паралельно, не перемішуючись. При віддаленні від лобової точки товщина приграничного шару зростає. На деякій відстані $x = x_{кр}$ ламінарна течія стає нестійкою. В приграничному шарі починають з'являтися вихорі (турбулентні пульсації швидкості). Поступово турбулентний режим течії поширюється майже на всю товщину приграничного шару. Лише біля самої поверхні пластини в турбулентному приграничному шарі зберігається тонкий **ламінарний** або **в'язкий підшар**, де швидкість невелика, і сили в'язкості гасять турбулентні вихорі.

Аналогічно здійснюється і тепла взаємодія потоку з пластиною.

Рівняння для розрахунку локального коефіцієнта тепловіддачі на відстані $X = x/l$ від початку пластини під час ламінарної течії теплоносія в приграничному шарі набирає вигляду:

$$Nu_x = 0.33 \cdot Re^{0.5} \cdot Pr^{0.33} \cdot X^{-0.5} \cdot (Pr/Pr_{ст})^{0.25}, \quad (2.34)$$

де за визначальну температуру прийнята температура набігаючого потоку.

Межі зміни безрозмірних чисел в формулі (2.34) становлять: $Re < Re_{кр} = 5 \cdot 10^5$; $0.6 < Pr < 1.5$.

В перехідній зоні (див. рис. 2.2) інтенсивність тепловіддачі нестабільна, і точно визначити α практично неможливо, тому під час розрахунків умовно вважають, що перехід від ламінарної течії в приграничному шарі до турбулентної відбувається одразу при $Re_{кр} = 5 \cdot 10^5$.

Якщо $Re > Re_{кр}$, то за формулою (2.34) визначають тепловіддачу тільки на ділянці ламінарної течії довжиною $X_L = Re_{кр} / Re$. Тепловіддачу від останньої частини пластини розраховують за формулою для турбулентного режиму течії в приграничному шарі:

$$Nu = 0.33 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.43} \cdot X^{-0.2} \cdot (Pr/Pr_{ст})^{0.25}, \quad (2.35)$$

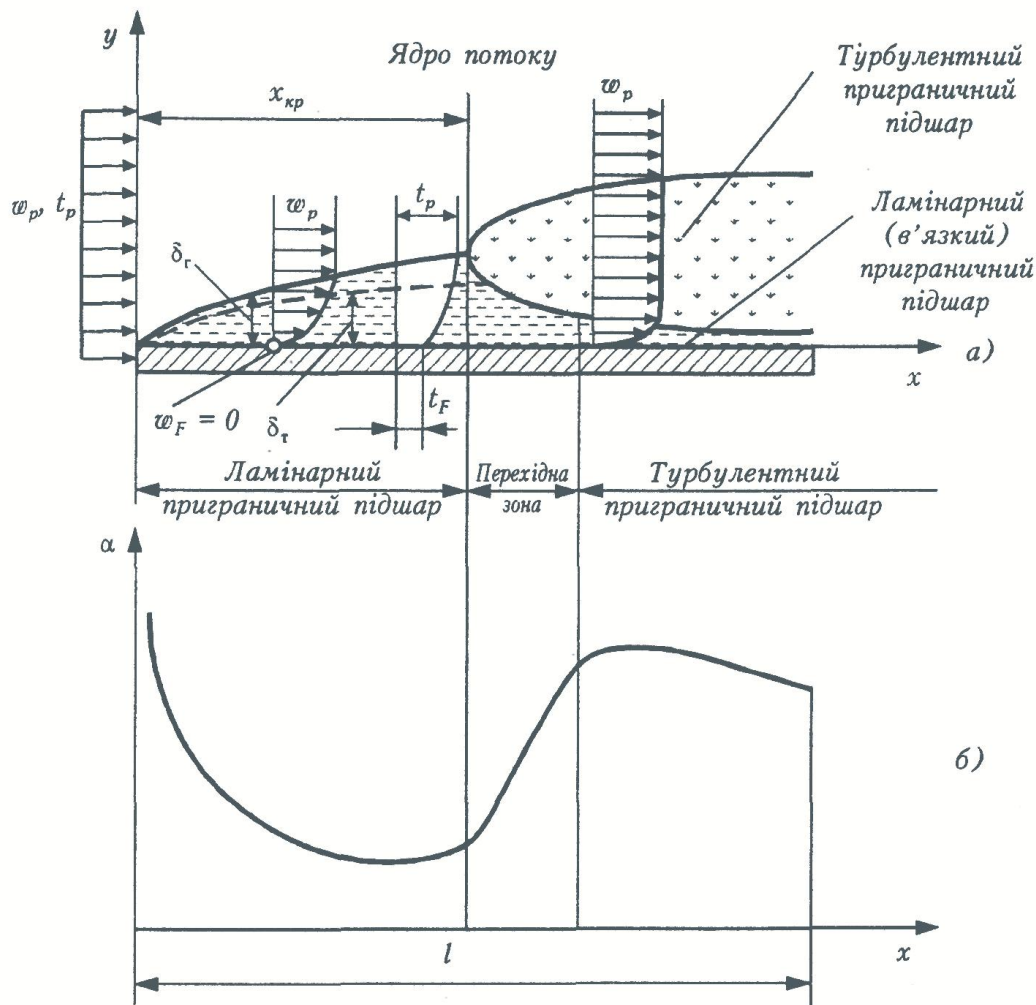


Рис. 2.2 - Утворення приграничного шару (а) і розподіл місцевого коефіцієнта тепловіддачі (б) під час поздовжнього обтікання тонкої пластини

справедливій при $Re_{кр} < Re < 10^7$ і $0.7 < Pr < 200$.

Від'ємні степені при X вказують на зменшення коефіцієнта тепловіддачі по довжині пластини.

Формули для розрахунку середніх по поверхні значень чисел \overline{Nu} можна отримати інтегруванням по X рівнянь (2.34) і (2.35). Так, якщо на всій пластині режим течії в приграничному шарі ламінарний при $Re < 5 \cdot 10^5$, то

$$\overline{Nu} = 0.66 \cdot Re^{0.5} \cdot Pr^{0.33} \cdot (Pr/Pr_{ст})^{0.25}. \quad (2.36)$$

Якщо ж $Re > 5 \cdot 10^5$, тобто на всій довжині пластини режим течії рідини в приграничному шарі турбулентний, то

$$\overline{Nu} = 0.037 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.43} \cdot X^{-0.2} \cdot (Pr/Pr_{ст})^{0.25}. \quad (2.37)$$

Визначальна температура в формулах (2.36) і (2.37) – середня температура рідини $\bar{t} = 0.5(t_F + t_p)$ у приграничному шарі, визначальний розмір – довжина пластини в напрямку обтікання її потоком.

Формули (2.36) і (2.37) з певною точністю можна застосовувати і для вертикальної пластини (поверхні).

2.7.2.2 Тепловіддача під час течії рідини (газу) в прямих трубах, каналах та змійовиках (див. рис. 2.3)

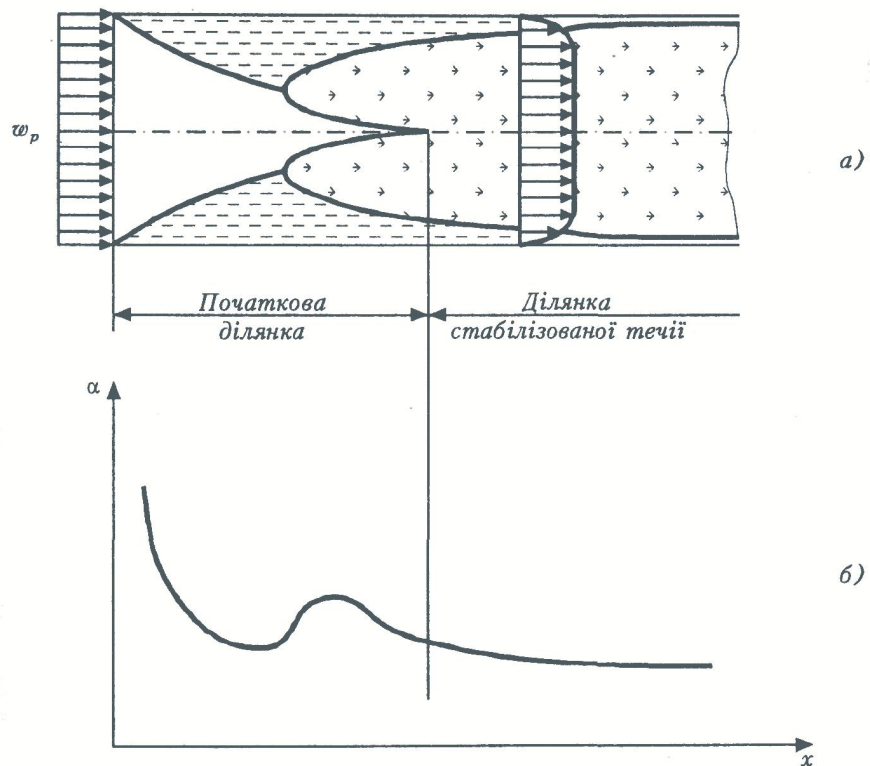


Рис. 2.3 - Утворення приграничного шару (а) і розподіл коефіцієнта тепловіддачі (б) під час турбулентної течії теплоносія всередині труби

Під час течії рідини в трубі товщина приграничного шару спочатку зростає симетрично по всьому периметру (рис. 2.3, а), доти доки шари з протилежних стінок не зіллються на осі труби. Далі рух стабілізується і фактично гідродинамічний (аналогічно і тепловий) приграничний шар заповнює весь переріз труби. Залежно від конкретних умов приграничний шар на початковій ділянці може встигнути перейти у турбулентний, а може й ні. Відповідно і стабілізований режим течії в трубі буде або турбулентним з ламінарним підшаром біля стінки, або ламінарним по всьому перерізу.

У зв'язку з особливостями течії рідини в трубі змінюється і поняття коефіцієнта тепловіддачі. Для пластини величина α визначалась як відношення густини теплового потоку q до різниці температур зовнішнього незбуреного потоку і поверхні (або навпаки при $t_F > t_p$). В трубі приграничний шар займає весь переріз і незбуреного потоку немає, тому під коефіцієнтом тепловіддачі розуміють відношення теплового потоку q до різниці температури стінки і середньомасової температури рідини, яка протікає через даний переріз труби.

Для усталеного турбулентного руху (при $Re > 10^4$) в прямих трубах або каналах розрахункова формула має вигляд:

$$\overline{Nu} = 0.021 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.43} \cdot (Pr/Pr_{ст})^{0.25} \varepsilon_l, \quad (2.38)$$

де ε_l – поправний коефіцієнт, який враховує вплив на середній коефіцієнт тепловіддачі відношення довжини труби l до її діаметра d і наводиться в довідниках як $\varepsilon_l = f(Re, l/d)$. Для достатньо довгих труб (при $l/d \geq 50$) $\varepsilon_l = 1$. Для коротких труб значення ε_l зростає (від 1 до 1.65). Зі зростанням числа Re значення ε_l зменшується.

Визначальна температура – середня температура рідини (газу) на вході і виході з труби $\bar{t} = 0.5(t_1 + t_2)$, визначальний геометричний розмір – еквівалентний діаметр d_e . Для труб круглого перерізу $d_e = d$.

Під час руху в зігнутих трубах (змійовиках) значення $\bar{\alpha}$ внаслідок додаткової турбулізації потоку в місцях згину труб дещо зростає порівняно з прямими трубами (однакової довжини). Розрахунок коефіцієнта тепловіддачі в змійовиках $\bar{\alpha}_{зм}$ при $Re > 10^4$ здійснюють за рівнянням (2.47) з введенням поправного коефіцієнта до розрахункової величини $\bar{\alpha}$ для прямих труб:

$$\bar{\alpha}_{зм} = \bar{\alpha} \cdot \left(1 + 3.54 \cdot \frac{d_B}{D} \right), \quad (2.39)$$

де d_B – внутрішній діаметр труби змійовика; D – діаметр витка змійовика.

В перехідній області (при $2300 < Re < 10^4$) для практичних розрахунків рекомендується користуватись наближеним рівнянням:

$$\overline{Nu} = 0.008 \cdot Re^{0.9} \cdot Pr^{0.43}. \quad (2.40)$$

Під час ламінарної течії (при $Re \leq 2300$) рух рідини звичайно ускладнюється природною конвекцією, яка виникає внаслідок різниці температур по перерізу потоку. Тепловіддача підсилюється за наявності вільного руху рідини, що викликає деяке прискорення потоку, особливо помітне біля вертикальних труб при протилежних напрямках вимушеного і вільного руху. В цьому випадку застосовують рівняння:

$$\overline{Nu} = 0.17 \cdot Re^{0.33} \cdot Pr^{0.43} \cdot Gr^{0.1} (Pr/Pr_{ст})^{0.25}. \quad (2.41)$$

Критерій Грасгофа Gr , який входить в рівняння (2.41), враховує вплив на тепловіддачу природної конвекції.

2.7.2.3 Тепловіддача під час течії рідини в кільцевому каналі теплообмінника типу "труба в трубі"

Така тепловіддача відбувається під час руху рідини між коаксіальними трубами (рис. 5.1). Якщо зовнішній діаметр внутрішньої труби, яка омивається теплоносієм ззовні, дорівнює d_3 , а внутрішній діаметр зовнішньої труби (кожуха), дорівнює D_B , то коефіцієнт тепловіддачі визначається з рівняння (при $Re \geq 10^4$):

$$\overline{Nu} = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \cdot (D_B/d_3)^{0.45}. \quad (2.42)$$

Визначальна температура - середня температура рідини на вході і виході з каналу $\bar{t} = 0.5(t_1 + t_2)$, визначальний розмір - еквівалентний діаметр міжтрубного простору d_e .

Еквівалентний діаметр міжтрубного простору теплообмінника типу "труба в трубі" становить:

$$d_e = D_B - d_3, \text{ м.} \quad (2.43)$$

2.7.2.4 Тепловіддача під час течії рідини в міжтрубному просторі пучка гладких труб кожухотрубного теплообмінника

Тепловіддача під час поздовжнього обтікання пучка гладких труб (рис. 5.2) – поширений випадок перенесення теплоти в міжтрубному просторі трубчастих апаратів, зокрема кожухотрубних теплообмінників. Тоді коефіцієнти тепловіддачі розраховуються за рівнянням (при $Re > 1000$):

$$\overline{Nu} = C \cdot d_e \cdot Re^{0.6} \cdot Pr^{0.23}, \quad (2.44)$$

де C – дослідний коефіцієнт, за наявності поперечних (сегментних) перегородок в міжтрубному просторі кожухотрубних теплообмінників дорівнює 1.72, при відсутності перегородок – 1.16.

При цьому визначальним розміром є зовнішній діаметр трубок d_3 , а визначальною температурою – середня температура теплоносія на вході і виході міжтрубного простору $\bar{t} = 0.5(t_1 + t_2)$.

Еквівалентний діаметр міжтрубного простору кожухотрубного теплообмінника (див. рис. 5.2) становить:

$$d_e = \frac{D_B^2 - n \cdot d_3^2}{D_B + n \cdot d_3}, \text{ м,} \quad (2.45)$$

де D_B – внутрішній діаметр кожуха теплообмінника, м; n – кількість труб в пучку теплообмінника, d_3 – зовнішній діаметр трубок, м.

Тепловіддача під час поперечного обтікання одиної гладкої труби.

Умови обтікання в цьому випадку різні з лобового і кормового боків. На лобовому боці утворюється ламінарний приграничний шар, який лімітує тепловіддачу. З кормового боку потік відривається від поверхні труби і виникають завихрення, які призводять до інтенсивнішої тепловіддачі в цій зоні. Експеримента-

льні дані щодо тепловіддачі під час поперечного обтікання одиничної круглої труби потоком рідини узагальнені формулою:

$$\overline{Nu} = (0.43 + C \cdot Re^n \cdot Pr^{0.38}) \varepsilon_\varphi. \quad (2.46)$$

Параметри теплоносія у формулі (2.46) відповідають умовам набігаючого потоку t_1 , а визначальним розміром є зовнішній діаметр труби d_3 .

Значення коефіцієнта C і показника степеня n залежно від критерію Re такі:

Re	C	n
$1 \dots 4 \cdot 10^3$	0.55	0.50
$4 \cdot 10^3 \dots 4 \cdot 10^4$	0.20	0.62
$4 \cdot 10^4 \dots 4 \cdot 10^5$	0.027	0.80

Коефіцієнт ε_φ враховує кут атаки між напрямком течії потоку і віссю труби. Найбільше значення α ($\varepsilon_\varphi = 1$) спостерігається при розташуванні труб перпендикулярно потокові. Якщо труба нахилена, то значення ε_φ залежно від φ такі:

φ , град	90	80	70	60	50	40	30	20	10
ε_φ	1	1	0.98	0.94	0.88	0.78	0.67	0.52	0.42

або за формулою $\varepsilon_\varphi = 0.145 \cdot \varphi^{0.45}$.

Якщо значення ε_φ отримуємо незначно більшим за одиницю, то приймаємо його таким, що дорівнює одиниці. Максимальна похибка - 7%.

Тепловіддача під час поперечного обтікання пучка гладких труб ще більше ускладнюється, коли характер обтікання залежить від розташування труб в пучку, який буває **шаховим** (рис. 2.4, а) або **коридорним** (рис. 2.4, б).

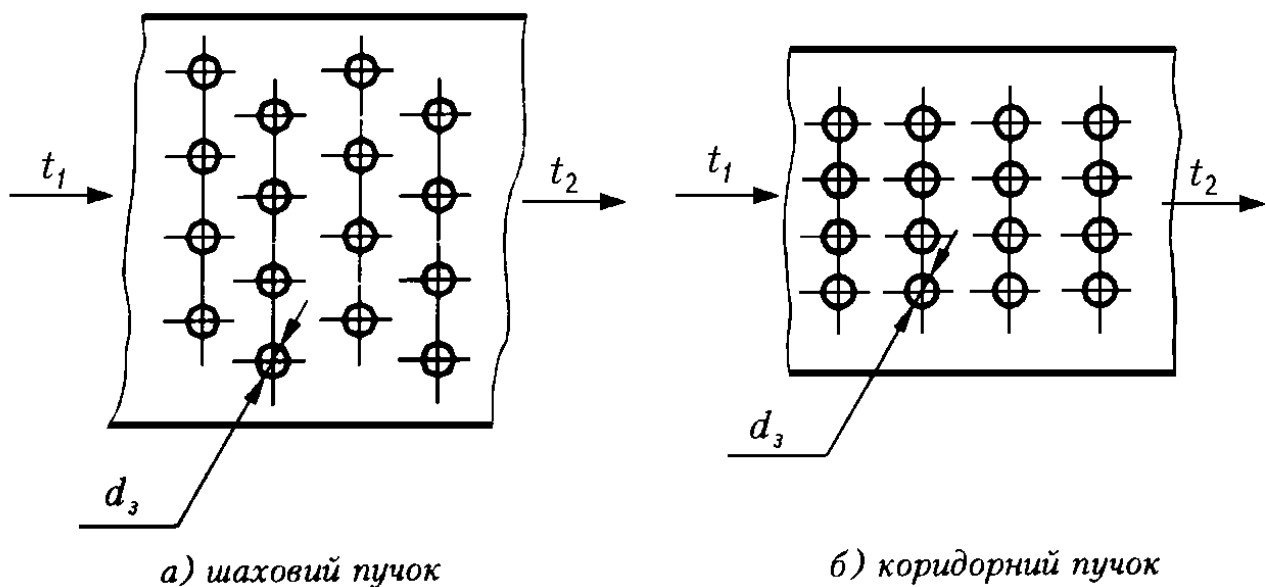


Рис. 2.4 - Розташування труб під час поперечного обтікання трубного пучка

Тепловіддача поступово зростає внаслідок підсилення турбулентності в напрямку потоку від першого до третього ряду труб в пучку, після цього вона стабілізується. Однак перемішування теплоносія при шаховому розташуванні труб інтенсивніше, ніж при коридорному, що зумовлює ефективнішу тепловіддачу. Для визначення коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}$ при $Re = 200 \dots 2 \cdot 10^5$ застосовують рівняння:

при шаховому розташуванні труб

$$\bar{Nu} = 0.41 \cdot Re^{0.6} \cdot Pr^{0.36} \cdot (Pr/Pr_{ст})^{0.25} \cdot \varepsilon_{\phi}, \quad (2.47)$$

при коридорному розташуванні труб

$$\bar{Nu} = 0.26 \cdot Re^{0.65} \cdot Pr^{0.36} \cdot (Pr/Pr_{ст})^{0.25} \cdot \varepsilon_{\phi}. \quad (2.48)$$

Визначальним розміром у формулах (2.47) і (2.48) є зовнішній діаметр труб d_3 , визначальною температурою – середнє значення між температурами рідини до пучка і після нього $\bar{t} = 0.5(t_1 + t_2)$.

У формулах (2.47) і (2.48) приймають $\varepsilon_{\phi} = 0.6$ для кожухотрубних теплообмінників з поперечними перегородками.

Швидкість w розраховується як відношення об'ємної витрати теплоносія при температурі \bar{t} до площі найвужчого перерізу з урахуванням наявності пучка труб.

2.7.2.5 Тепловіддача під час обтікання пучка труб з поперечними ребрами

Оребрення поверхонь робиться з метою збільшення поверхні тепловіддачі (рис. 2.5), зокрема для газоподібних теплоносіїв, в тому числі повітря. Тоді процес тепловіддачі ускладнюється і формули для визначення коефіцієнта тепловіддачі набувають вигляду:

при шаховому розташуванні труб:

$$\bar{Nu} = 0.25 \cdot (d_3/b)^{-0.54} \cdot (h/b)^{-0.14} \cdot Re^{0.65} \cdot Pr^{0.4}, \quad (2.49)$$

при коридорному розташуванні труб

$$\bar{Nu} = 0.116 \cdot (d_3/b)^{-0.54} \cdot (h/b)^{-0.14} \cdot Re^{0.72} \cdot Pr^{0.4}, \quad (2.50)$$

де d_3 – зовнішній діаметр несучої труби, м; b – крок ребер, м; D – зовнішній діаметр оребрення, м; $h = (D - d_3)/2$ – висота ребра, м.

Визначальна температура – середня температура рідини $\bar{t} = 0.5(t_1 + t_2)$, визначальний розмір – крок ребер b .

Формули (2.49) і (2.50) застосовуються при значеннях $Re = 3000 \dots 25000$ і при $3 < d_3/b < 4.8$.

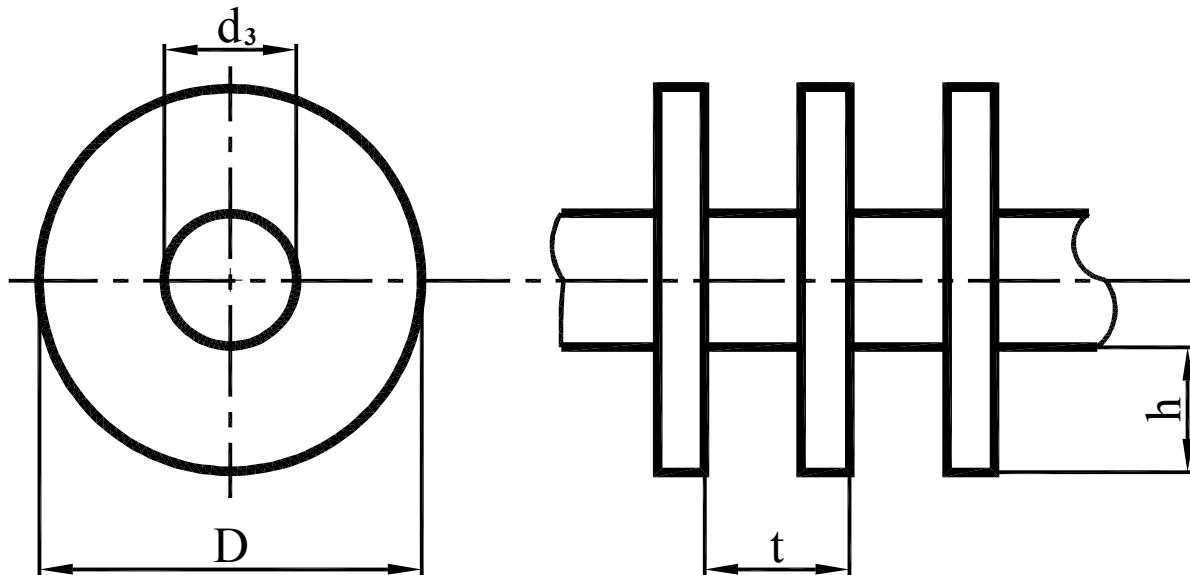


Рис. 2.5 - Труба з поперечними ребрами

За обчисленим з рівнянь (2.49) і (2.50) умовним коефіцієнтом тепловіддачі $\bar{\alpha} = 15...85 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ визначають за наближеною формулою:

$$\bar{\alpha}_{\text{пр}} = 0.75 \bar{\alpha} - 1.25, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (2.51)$$

– так званий приведений коефіцієнт тепловіддачі, який і підставляють у формулу для коефіцієнта теплопередачі (віднесеного до повної зовнішньої поверхні $F_{\text{рст}}$, включаючи поверхню ребер).

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи вірно, що Nu_x при турбулентній течії вздовж пластини збільшується зі збільшенням швидкості обтікання?
- 2 Як впливає швидкість рідини на коефіцієнт тепловіддачі при повздовжньому обтіканні пластини?
- 3 Чи вірно, що відносне змінювання швидкості течії впливає на відносне змінювання тепловіддачі при ламінарному режимі в більшому ступені, ніж при турбулентному?
- 4 Чи припускається використання розрахункових формул, відповідних течії рідини у круглих трубах, для розрахунку тепловіддачі при течії в трубах некруглого поперечного перерізу?
- 5 Чи зростає коефіцієнт тепловіддачі під час зовнішнього обтікання труби від кута атаки?
- 6 Чи однакові місцеві коефіцієнти тепловіддачі по колу труби під час поперечного обтікання рідиною?
- 7 Чи вірно, що перший по ходу рідини ряд труб трубного пучка має більш високий коефіцієнт тепловіддачі, ніж наступні ряди?

Лекція 9

2.8 Тепловіддача під час зміни агрегатного стану речовини.

2.8.1 Тепловіддача під час кипіння.

2.8.2 Тепловіддача під час конденсації.

2.8.3 Числові значення коефіцієнта тепловіддачі.

Мета: з'ясувати фізичний зміст процесів; вивчити необхідні розрахункові залежності.

2.8 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ЗМІНИ АГРЕГАТНОГО СТАНУ РЕЧОВИНИ

2.8.1 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС КИПІННЯ

Кипіння – це процес інтенсивного перетворення рідини в пару, що відбувається з утворенням парових бульб. При температурі рідини, меншій температури насичення $t_p < t_n$, бульбашки пари в рідині існувати не можуть і тепловіддача відбувається ще за законами природної конвекції. Інтенсивність перегрівання рідини $\Delta t_p = t_p - t_n > 0$, необхідного для її закипання та утворення бульбашок, визначається надлишковим тиском Δp , потрібним для подолання сил поверхневого натягу. Так, під час кипіння води в атмосферних умовах $\Delta t_p = 0,4 \dots 0,8^\circ\text{C}$.

У процесі бульбашкового кипіння парова фаза утворюється у вигляді окремих парових бульбашок, що зароджуються в окремих місцях поверхні нагріву – **центрах пароутворення**. Такими центрами є бульбашки повітря, які застрягли в мікротріщинах і шорсткостях нагрітої поверхні.

Самі бульбашки забирають від нагрітої поверхні небагато теплоти, але вони інтенсивно переміщують рідину в усьому об'ємі і, головне, приграничному шарі, що приводить до різкої інтенсифікації тепловіддачі до киплячої рідини порівняно зі звичайною природною конвекцією (рис. 2.6).

До певної межі це покращує перемішування рідини і теплообмін, але далі пароутворення біля поверхні стає настільки інтенсивним, що рідина відокремлюється від гріючої поверхні майже суцільним прошарком (плівкою) перегрітої пари. Бульбашковий режим кипіння змінюється на плівковий. Пара погано проводить теплоту, і навіть тонка її плівка, маючи великий термічний опір, різко погіршує теплообмін – настає *криза теплообміну під час кипіння*. В техніці намагаються не наближатися до критичного теплового перевантаження.

2.8.1.1 Розрахункові залежності для визначення коефіцієнта тепловіддачі під час бульбашкового режиму кипіння

Під час розвиненого бульбашкового кипіння, коли питоме теплове навантаження q менше критичного $q_{кр1}$ коефіцієнт тепловіддачі у великому об'ємі

киплячої нерухомої рідини при $0,1 \leq p \leq 3,0$ МПа може бути розрахований за однією з емпіричних розмірних залежностей:

$$\bar{\alpha} = b \cdot \left(\frac{\lambda^2}{\nu \cdot \sigma \cdot T_H} \right)^{1/3} \cdot q^{2/3}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (2.52)$$

або

$$\bar{\alpha} = b^3 \left(\frac{\lambda^2}{\nu \cdot \sigma \cdot T_H} \right) \Delta t_F^2, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (2.53)$$

де b – безрозмірний коефіцієнт, який залежить від відношення густини рідини ρ_p до густини її пари ρ_n і визначається за формулою:

$$b = 0,075 + 0,75 \left(\frac{\rho_n}{\rho_p - \rho_n} \right)^{2/3}; \quad (2.54)$$

σ – поверхневий натяг, Н/м; T_H – абсолютна температура насиченої пари під час кипіння або температура кипіння, К;

q – питоме теплове навантаження, Вт/м²;

$\Delta t_F = t_F - t_n$ – різниця температур гріючої стінки і насиченої пари під час кипіння (**рушійна сила процесу кипіння**), °С.

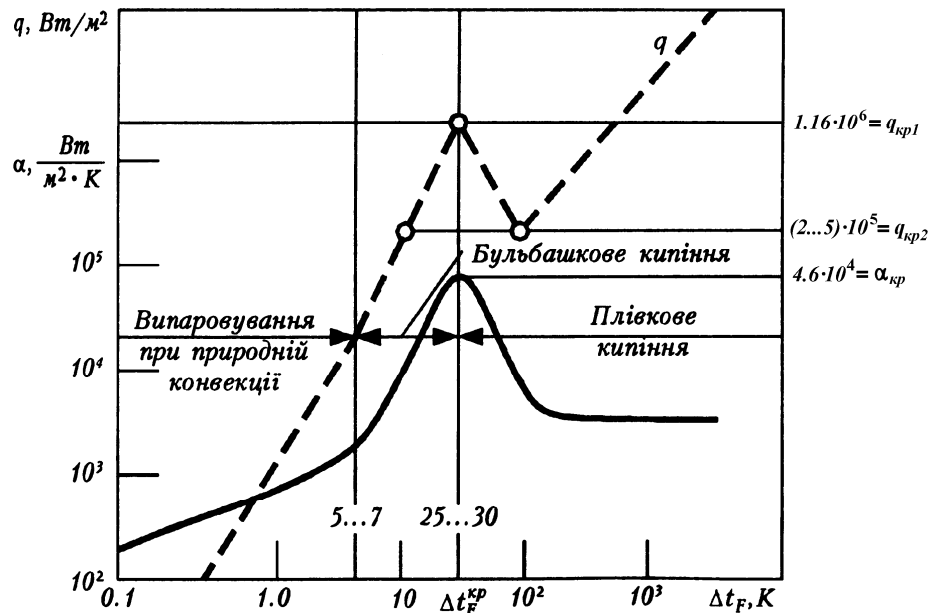


Рис. 2.6 - Залежність густини теплового потоку q і коефіцієнта тепловіддачі α від перегрівання стінки $\Delta t_F = t_F - t_n$ для киплячої води при $p = 101,3$ кПа (1 ата)

Всі фізико-хімічні константи необхідно брати за температури кипіння t_n , тобто температури насиченої пари під час кипіння.

За формулами (2.52) і (2.53) можна розрахувати коефіцієнти тепловіддачі також під час бульбашкового режиму кипіння рідин в умовах вільного або вимушеного руху в трубах і поздовжніх не круглих каналах. Відхилення експери-

ментальних даних від розрахункових - $\pm 35\%$. Значний вплив на тепловіддачу під час кипіння рідин чинять поверхні умови (матеріал, стан, чистота поверхні нагрівання).

Для киплячої води формула (2.52) набирає вигляду:

$$\bar{\alpha} = 0,56 q^{0.7} p^{0.15}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (2.55)$$

а формула (2.53):

$$\bar{\alpha} = 0,145 \Delta t_F^{2.33} p^{0.5}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (2.56)$$

де p – абсолютний тиск у кип'ятильнику, Па.

При $p = 0.1$ МПа для води $q_{\text{кр1}} = 1.16 \cdot 10^6$ Вт/м²; зі збільшенням тиску до $p \approx 7$ МПа значення $q_{\text{кр1}}$ зростає до $4 \cdot 10^6$ Вт/м², а далі починає зменшуватись.

2.8.2 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС КОНДЕНСАЦІЇ ПАРИ

2.8.2.1 Плівкова і краплинна конденсація

Конденсація - це процес перетворення пари в рідину. Пара конденсується, тобто переходить в рідкий стан на поверхні теплообміну, температура якої нижча від температури насичення ($t_F < t_H$). Розрізняють **краплинну конденсацію**, коли утворена рідина (конденсат) не змочує поверхню і скочується як окремі краплини, наприклад, ртуть на сталевій стінці, і **плівкову конденсацію**, коли конденсат змочує поверхню і утворює суцільну стікаючу плівку. Плівкова конденсація зустрічається значно частіше. Під час плівкової конденсації пара переходить в рідкий стан на зовнішній поверхні плівки конденсату, який стикається з парою. Температура цієї поверхні майже дорівнює температурі насичення t_H . Температура конденсату на поверхні стінки дорівнює температурі стінки t_F , тобто товщина теплового приграничного шару дорівнює товщині плівки конденсату δ .

Розглянемо найпростіший випадок конденсації на вертикальній поверхні. В міру стікання вздовж осі x кількість конденсату збільшується, відповідно зростає товщина плівки δ і середня по товщині швидкість течії конденсату \bar{w} . При значеннях числа Рейнольдса $Re = \bar{w} \delta / \nu$, які перевищують $Re_{\text{кр}} = 400$ ламінарна течія переходить турбулентну. Крім фізичних властивостей конденсату (густини ρ , в'язкості μ , теплопровідності λ) на тепловіддачу впливає шорсткість стінки, її розташування в просторі і розміри стінки; зокрема, зі збільшенням шорсткості поверхні і висоти вертикальної стінки плівка конденсату потовщується донизу (рис. 2.7). Інтенсивність тепловіддачі зменшується в міру стікання конденсату вздовж осі x через зростання товщини його плівки.

2.8.2.2 Розрахункові залежності для визначення коефіцієнтів тепловіддачі під час ламінарної течії плівки конденсату

Узагальнене рівняння для визначення коефіцієнта тепловіддачі від конденсованої пари має вигляд:

$$\overline{Nu} = f(Ga, Pr, K), \quad (2.57)$$

причому на підставі дослідних даних цю функцію можна подати рівнянням:

$$\overline{Nu} = C \cdot (Ga \cdot Pr \cdot K)^{0.25}, \quad (2.58)$$

де $\overline{Nu} = \overline{\alpha} l / \lambda$ – критерій Нусельта; $Ga = Re^2 / Fr$ – критерій Галілея, який характеризує співвідношення сил ваги і тертя в потоці; $Fr = \frac{\overline{w}^2}{gl}$ – критерій Фруда, який характеризує співвідношення сил інерції і ваги в потоці; $Pr = c_p \mu / \lambda$ – критерій Прандтля; $K = \frac{r}{c_p \cdot \Delta t_F}$ – критерій Кутателадзе, який характеризує зміну агрегатного стану, або критерій конденсації; $\Delta t_F = t_H - t_F$ – **рушійна сила процесу конденсації**.

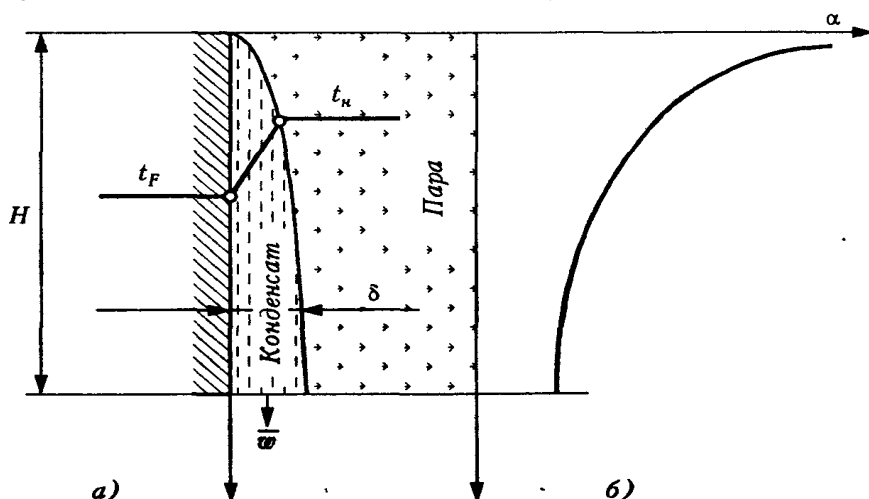


Рис. 2.7 - Характер течії конденсату на вертикальній пластині (а) і розподіл коефіцієнта тепловіддачі по висоті (б)

Значення фізико-хімічних констант рідини (конденсату) λ, ρ, μ, c_p в критеріях приймають за середньою температурою плівки конденсату $\bar{t}_{пл} = 0.5(t_H + t_F)$, а значення теплоти конденсації r – за температурою конденсації (насичення) t_H . Коли різниця температур Δt_F не перевищує 30...40 К, то з достатньою під час технічних розрахунків точністю значення всіх констант можна визначати при температурі конденсації (насичення) t_H .

Підставивши в рівняння (2.58) значення критеріїв і скоротивши подібні члени, отримаємо розмірну залежність для визначення середнього значення коефіцієнта тепловіддачі по поверхні під час плівкової конденсації:

$$\overline{\alpha} = C \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot r \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3}{\mu \cdot l \cdot \Delta t_F}}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}, \quad (2.59)$$

де l – визначальний геометричний розмір, м; λ , ρ , μ , r – теплофізичні властивості рідини, що беруться за температурою насичення з додатку А (таблиці А.5, А.7, А.8).

2.8.2.3 Конденсація пари на вертикальній поверхні

Для конденсації чистої (практично нерухомої) насиченої пари на поверхні вертикальної плоскої або циліндричної стінки під час ламінарної течії плівки конденсату з поправкою на хвилеутворення в плівці (при $\rho_p \gg \rho_n$) отримано (обробленням дослідних даних) значення коефіцієнта $C = 1.15$ в рівнянні (2.59). Визначальним розміром є висота H вертикальної стінки ($l = H$). Відповідно рівняння для визначення середнього значення коефіцієнта тепловіддачі має вигляд:

$$\bar{\alpha} = 1.15 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot r \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3}{\mu \cdot H \cdot \Delta t_F}} = 2.04 \cdot \sqrt[4]{\frac{r \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3}{\mu \cdot H \cdot \Delta t_F}}, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}. \quad (2.60)$$

Рівняння (2.60) вперше отримав Нусельт у 1916 році.

2.8.2.4 Конденсація пари на горизонтальній поверхні

Під час конденсації на горизонтальній поверхні (*зовнішній поверхні одиначної горизонтальної труби*) коефіцієнт $\bar{\alpha}$ визначають за рівнянням (2.60) в якому визначальний геометричний розмір l заміняється на d_3 – зовнішній діаметр труби ($l = d_3$), а коефіцієнт $C = 0.72$. Отже

$$\bar{\alpha} = 0.72 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot r \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3}{\mu \cdot d_3 \cdot \Delta t_F}} = 1.28 \cdot \sqrt[4]{\frac{r \cdot \rho^2 \cdot \lambda^3}{\mu \cdot d_3 \cdot \Delta t_F}}, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}. \quad (2.61)$$

У випадку конденсації пари на *зовнішній поверхні пучка горизонтальних труб* коефіцієнт тепловіддачі може бути розрахований за рівнянням (2.61) тільки для труб верхнього ряду. Під час стікання конденсату його шар на трубах нижчерозташованих рядів потовщується; водночас внаслідок часткової конденсації зменшується швидкість пари під час обтікання нею нижніх рядів труб. За цих причин значення α для нижніх рядів труб менше, ніж для верхніх.

Враховуючи вказані ускладнення, середній коефіцієнт тепловіддачі $\alpha_{\text{пуч}}$ для всього багаторядного пучка, на якому конденсується пара, визначають множенням значення α , отриманого з рівняння (2.61), на поправний коефіцієнт ε_m , який залежить від кількості труб в кожному вертикальному ряду m , а також схеми розташування труб у пучку (шахове або коридорне):

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}} = \bar{\alpha} \varepsilon_m, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}. \quad (2.62)$$

Для шахового розташування труб

$$\varepsilon_m = 1.21 \cdot m^{-0.25}, \quad (2.63)$$

а для коридорного

$$\varepsilon_m = m^{-0.25}. \quad (2.64)$$

Коефіцієнти тепловіддачі під час плівкової конденсації водяної пари змінюються в межах $(5...18) \cdot 10^3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Під час краплинної конденсації вони значно вищі, але стійкої краплинної конденсації в промисловій теплообмінній апаратурі реалізувати звичайно не вдається.

2.8.2.5 Особливості конденсації потоку пари

Можна отримати залежність коефіцієнта тепловіддачі в трубчастому конденсаторі від витрати конденсованої пари, якщо скористатись рівняннями:

$$r G = \alpha \Delta t_F F, \quad (2.65)$$

$$F = \pi d_3 n L, \quad (2.66)$$

де G – масова витрата конденсованої пари, кг/с; F – площа поверхні рубчастого конденсатора, який містить n труб зовнішнього d_3 діаметра, м^2 ; L – довжина труби (для вертикальних труб - висота H), м.

Визначивши за рівняннями (2.65) або (2.66) для вертикальних труб $H \cdot \Delta t_F$, а для горизонтальних – $d_3 \cdot \Delta t_F$ і підставляючи їх значення у відповідні формули (2.60) і (2.61), отримуємо відповідні залежності коефіцієнта тепловіддачі від витрати конденсованої пари.

Коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації чистої пари, яка рухається зі швидкістю $w_{\text{п}} > 6 \text{ м/с}$, можна визначити за формулою:

$$\bar{\alpha}_w = \bar{\alpha} (0,062 w_{\text{п}} + 0,62), \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (2.67)$$

де $\bar{\alpha}$ – коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації практично нерухомої пари, визначений за відповідними формулами (2.60)...(2.62). Коефіцієнт $\bar{\alpha}_w > \bar{\alpha}$ при $w_{\text{п}} > 6 \text{ м/с}$.

2.8.2.6 Конденсація парогазових сумішей

Присутність в парі неконденсованих газів (наприклад, повітря) значно знижує значення коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}$ (рис. 2.8). Неконденсовані гази поступово накопичуються в паровому просторі, при цьому їх парціальний тиск підвищується і, відповідно, парціальний тиск пари падає. Крім цього погіршується омивання стінки парою і знижується $\Delta t_F = t_{\text{н}} - t_F$.

Коефіцієнт тепловіддачі в цьому випадку залежить від інтенсивності взаємозв'язаних процесів масо- і теплообміну, які визначаються складом парогазової суміші, характером її течії, фізичними властивостями компонентів суміші, тиском, температурою, формою і розміром поверхні конденсації. На рис. 2.8 відображений вплив домішки повітря на коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації водяної пари на горизонтальній трубі. По осі абсцис відкладена відносна масова концентрація повітря в парі $\bar{y}_{\text{пов}}$, по осі ординат - **відносні коефіцієнти тепловіддачі** $\varepsilon_{\text{сум}} = \bar{\alpha}_{\text{сум}} / \bar{\alpha}$, де $\bar{\alpha}_{\text{сум}}$ – **коефіцієнт тепловіддачі для пароповітряної суміші**, $\bar{\alpha}$ – коефіцієнт тепловіддачі для чистої пари.

Як видно з рис. 2.8, наявність домішки повітря в парі різко погіршує тепловіддачу. Вплив домішки є тим сильнішим, чим менша швидкість руху паро-

газової суміші w_n . При великій швидкості парогазової суміші молекули газу зносяться набігаючим потоком і їй встигають накопичуватись біля плівки конденсату.

2.8.3 ЧИСЛОВІ ЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОВІДДАЧІ

Для виявлення порядку величини α в деяких поширених процесах тепловіддачі нижче наводяться орієнтовні межі значень коефіцієнта тепловіддачі в промислових теплообмінних пристроях, Вт/(м²·К):

Під час нагрівання і охолодження	
повітря	1...60;
перегрітої пари	20...120;
масел	60...1800;
води	200...12000;
Під час кипіння води	600...52000;
Під час плівкової конденсації водяної пари	5000...18000;
Під час конденсації пари органічних речовин	600...2300.

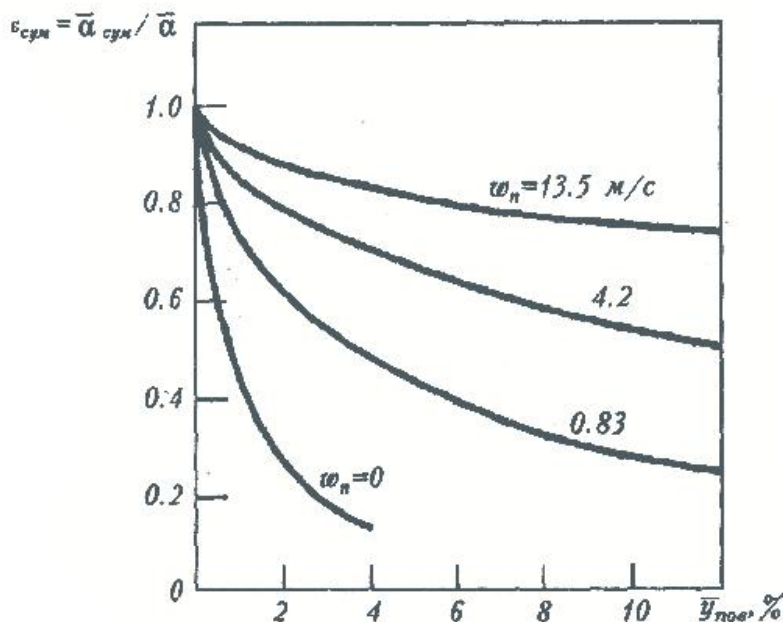


Рис. 2.8 - Вплив домішки повітря на відносний коефіцієнт тепловіддачі парогазової суміші

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи залежить коефіцієнт тепловіддачі при ламінарному режимі конденсації від температурного напору?
- 2 Чи може середній коефіцієнт тепловіддачі при плівковій конденсації нерухомої пари на вертикальній поверхні зменшуватися у випадку збільшення температурного опору та збереження постійного розміру ділянки конденсації?

3 Яким чином можна інтенсифікувати тепловіддачу при конденсації пари на вертикальній трубі?

ТЕМА 3 КОНВЕКТИВНИЙ МАСООБМІН

Лекція 10

- 3.1 Перший закон молекулярної дифузії Фіка.
- 3.2 Коефіцієнт молекулярної дифузії.
- 3.3 Основний закон конвективної масовіддачі.
- 3.4 Коефіцієнт масовіддачі та основні фактори, які впливають на нього.
- 3.5 Поняття про дифузійний приграничний шар.

Мета: вивчити основний закон масовіддачі, а також поняття гідродинамічного та теплового приграничного шарів.

3.1 ПЕРШИЙ ЗАКОН МОЛЕКУЛЯРНОЇ ДИФУЗІЇ ФІКА

Молекулярною дифузією називається перенесення розподіленої речовини, зумовлене безладним рухом молекул. Молекулярна дифузія описується **першим законом Фіка**, згідно з яким кількість речовини dM_τ , яка протифундувала за час $d\tau$ через елементарну поверхню dF (нормальну до напрямку дифузії), пропорційна градієнтові концентрації цієї речовини:

$$dM_\tau = -D \cdot dF \cdot d\tau \cdot \frac{\partial C}{\partial n}, \quad (3.1)$$

або

$$M_\tau = -D \cdot F \cdot \tau \cdot \frac{\partial C}{\partial n}. \quad (3.2)$$

З виразу (3.2) випливає, що густина потоку маси речовини, яка переноситься молекулярною дифузією через одиницю поверхні ($F = 1$) за одиницю часу ($\tau = 1$), становить:

$$\mathbf{m} = \frac{M_\tau}{F \tau} = -D \frac{\partial C}{\partial n} = -D \text{ grad } C, \quad (3.3)$$

де \mathbf{m} - густина потоку маси (питомий потік маси даного компонента суміші через одиничну площину назустріч градієнтові концентрації), $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; D - **коефіцієнт молекулярної дифузії**, а для твердих тіл – **коефіцієнт масопровідності** (фізична характеристика речовини, яка наводиться в довідниках), $\text{м}^2/\text{с}$; C – концентрація маси розгляданого компонента в одиниці об'єму речовини, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Знак мінус перед правою частиною першого закону Фіка вказує на те, що молекулярна дифузія здійснюється в напрямку зменшення концентрації розподіленого компонента.

Однаковий математичний запис законів Фіка і Фур'є не випадковий, він відображає **аналогію процесів перенесення маси і теплоти**. Наприклад, в газах носії маси і теплоти однакові: кожна молекула, яка перетинає площину, разом з власною масою переносить і енергію. Аналогія процесів теплопровідності і молекулярної дифузії вказує на важливий висновок: всі формули, які описують поширення теплоти теплопровідністю, справедливі і для молекулярної дифузії з заміною в них, відповідно, q на m , t на C і λ на D . Причому аналогом градієнта температур $\text{grad } t$ є **градієнт концентрацій** $\text{grad } C$, який становить зміну концентрації дифундуючої речовини на одиницю довжини нормалі між двома поверхнями сталих, але різних концентрацій. Для газів перший закон Фіка, користуючись основним рівнянням газового стану Менделєєва-Клапейрона, можна записати так:

$$\mathbf{m} = -D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial n} = -D_p \cdot \text{grad } p, \quad (3.4)$$

де D_p – коефіцієнт молекулярної дифузії, коли рушійною силою є градієнт парціальних тисків, с; $\partial p / \partial n$, або $\text{grad } p$ – **градієнт парціальних тисків**, Па/м.

3.2 КОЕФІЦІЄНТ МОЛЕКУЛЯРНОЇ ДИФУЗІЇ

Коефіцієнт пропорційності D у виразі закону Фіка називається **коефіцієнтом молекулярної дифузії, або коефіцієнтом дифузії**. Він є фізичною константою, яка характеризує здатність даної речовини проникати внаслідок молекулярної дифузії в нерухоме середовище. Отже величина D *не залежить від гідродинамічних умов*, в яких відбувається процес. Значення коефіцієнтів молекулярної дифузії наводяться в довідниках.

За рівнянням (3.3) коефіцієнт молекулярної дифузії виражається так:

$$D = \frac{|\mathbf{m}|}{|\text{grad } C|}, \quad \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кг} / \text{м}^3} = \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad (3.5)$$

звідси (до скорочення однойменних розмірностей) впливає фізичний зміст D . Коефіцієнт молекулярної дифузії вказує на значення густини потоку маси при градієнті концентрації, який дорівнює одиниці.

Для газів при градієнті парціальних тисків відповідно маємо:

$$D_p = \frac{|\mathbf{m}|}{|\text{grad } p|}, \quad \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Па}} = \text{с}. \quad (3.6)$$

Коефіцієнт D_p вказує на значення густини потоку маси при градієнті парціальних тисків, який дорівнює одиниці.

Співвідношення між коефіцієнтами молекулярної дифузії D_p і D таке:

$$D_p = \frac{M_k}{RT} D. \quad (3.7)$$

Значення коефіцієнта молекулярної дифузії D є функцією властивостей розподіленої речовини, властивостей середовища, через яке вона дифундує, температури і тиску. Звичайно значення D зростають зі зростанням температури і зниженням тиску (для газів). В кожному конкретному випадку значення D визначають з дослідних даних або з теоретичних і напівемпіричних рівнянь з врахуванням температури і тиску, при яких відбувається процес молекулярної дифузії.

3.3 ОСНОВНИЙ ЗАКОН КОНВЕКТИВНОЇ МАСОВІДДАЧІ

Процес випаровування (тепло- і масообмін) є комплексним процесом, в якому перенесення теплоти пов'язане з перенесенням речовини.

Для підтримання сталої температури випаровування рідини потрібно підводити до неї теплоту зовні. Ця теплота називається **теплотою випаровування (теплотою фазового перетворення)**.

Процес масообміну між поверхнею рідини або твердого тіла та навколишнім середовищем (газом або рідиною) називається **масовіддачею**, а поверхня, від якої переноситься речовина, – **поверхнею масовіддачі або масовіддаючою поверхнею**.

За **основним законом конвективної масовіддачі (дифузії)** густина m , кг/(м²·с), потоку маси речовини, що дифундує в цьому процесі, пропорційна різниці масових концентрацій (кг/м³) дифундуючої речовини C_F на масовіддаючій поверхні в стані рівноваги (насичення) при температурі поверхні та C_P в основній масі (ядрі) навколишнього середовища:

$$m = M/F = \beta_C(C_F - C_P). \quad (3.8)$$

В процесі масовіддачі, незалежно від напрямку потоку маси від поверхні до навколишнього середовища або навпаки), значення його прийнято вважати додатним, тому різницю концентрацій $C_F - C_P = \Delta C$, яку називають **концентраційним напором** або **рушійною силою процесу масовіддачі**, беруть за абсолютною величиною, тобто від більшого значення віднімають менше.

Для всієї поверхні масообміну у разі стаціонарного процесу масовіддачі рівняння (3.8) набирає вигляду:

$$M = \beta_C F(C_F - C_P). \quad (3.9)$$

Густину потоку маси газу (пари) від масовіддаючої поверхні до навколишньої суміші газів можна визначити за **формулою Дальтона**:

$$m = \beta_P(p_F - p_G). \quad (3.10)$$

де p_F – парціальний тиск дифундуючого газу на поверхні масовіддачі в стані рівноваги (насичення) та при температурі поверхні, Па; p_G – парціальний тиск дифундуючого газу в основній масі (ядрі) суміші газів, що оточує поверхню масовіддачі, Па.

3.4 КОЕФІЦІЄНТ МАСОВІДДАЧІ ТА ОСНОВНІ ФАКТОРИ, ЯКІ ВПЛИВАЮТЬ НА НЬОГО

Коефіцієнти пропорційності β_C в рівняннях (3.8) і (3.9) та β_P в рівнянні (3.10) називаються **коефіцієнтами масовіддачі (масообміну)**; їх одиниці вимірювання, відповідно, м/с і с/м. Вони характеризують інтенсивність процесу масовіддачі. Чисельне значення їх дорівнює густині потоку маси (потоку маси від одиниці площі поверхні масообміну) відповідно при різниці концентрацій дифундуючої речовини на поверхні масовіддачі та в навколишньому середовищі, рівній 1 кг/м³:

$$\beta_C = m/(C_F - C_P) = M/[F(C_F - C_P)], \quad (3.11)$$

і при різниці парціальних тисків дифундуючого газу на поверхні масовіддачі та в навколишній суміші газів, рівній 1 Па:

$$\beta_P = m/(p_F - p_G). \quad (3.12)$$

Зв'язок між коефіцієнтами масовіддачі β_P і β_C має такий вигляд:

$$\beta_P = \beta_C M_G / RT, \quad (3.13)$$

де M_G – мольна маса дифундуючого газу (пари), кг/кмоль.

Коефіцієнт масовіддачі є не фізичною константою, а **кінетичною характеристикою**, яка залежить від фізичних властивостей навколишнього середовища (густини, в'язкості тощо) і гідродинамічних умов в ньому (ламінальний або турбулентний режим течії), пов'язаних своєю чергою з фізичними властивостями навколишнього середовища, а також з геометричними факторами, які визначаються конструкцією і розмірами масообмінного апарата. Отже, величина β_P є функцією багатьох змінних. Коефіцієнт масовіддачі β може бути різним в різних точках поверхні масообміну, в цьому випадку вводять поняття **локального (місцевого) коефіцієнта масовіддачі**, який є функцією координат на поверхні масообміну. Для спрощення розрахунків часто користуються **середнім по поверхні коефіцієнтом масовіддачі** $\bar{\beta}$.

На значення коефіцієнта масовіддачі вирішальний вплив чинять умови течії навколишнього середовища поблизу поверхні масообміну.

За своїм змістом коефіцієнт масовіддачі є аналогом коефіцієнта тепловіддачі в процесах перенесення теплоти, а основне рівняння масовіддачі (3.8) ідентичне за структурою основному рівнянню тепловіддачі Ньютона-Ріхмана (2.1).

3.5 ПОНЯТТЯ ПРО ДИФУЗІЙНИЙ ПРИГРАНИЧНИЙ ШАР

Аналогічно поняттям гідродинамічного і теплового приграничних шарів можна ввести поняття **дифузійного приграничного шару**. В межах приграничного шару концентрація дифундууючої пари рідини змінюється від C_F на поверхні поділу фаз до C_P на зовнішній границі шару. Зона потоку, в якому за рахунок взаємодії з поверхнею масовіддачі $C > C_P$, називається **дифузійним приграничним шаром**. Враховуючи, що при віддаленні від поверхні масовіддачі концентрація знижується від C_F до C_P , за товщину дифузійного приграничного шару приймають відстань від поверхні масовіддачі до поверхні, на якій концентрація дорівнює $1.01 \cdot C_P$.

Замість концентрації пари рідини в даному випадку можна скористатись відповідними парціальними тисками.

Інші властивості дифузійного приграничного шару при віддаленні від лобової точки аналогічні гідродинамічному і тепловому приграничним шарам.

Перенесення речовини в приграничному шарі здійснюється молекулярною і конвективною дифузією, причому при наближенні до поверхні поділу фаз відбувається загасання конвективних потоків і зростає значення молекулярної дифузії.

Під час ламінарної течії маса пари переноситься поперек потоку повітря від поверхні рідини до ядра потоку повітря тільки завдяки молекулярній дифузії. При цьому густина потоку маси по товщині приграничного шару неоднорідна: на зовнішній границі $m = 0$, бо далі пара рідини не переноситься; в міру наближення до поверхні поділу фаз m зростає. Для якісного аналізу можна припустити, що густина потоку m по всій товщині приграничного шару така сама, як і біля поверхні. Ця умова відповідає задачі про перенесення маси молекулярною дифузією через плоский шар іншої речовини (приграничний шар товщиною $\delta_{\text{диф}}$ з концентраціями C_F і C_P на поверхнях). Вважаючи, що $m = D(C_F - C_P)/\delta_{\text{диф}}$, та порівнюючи цей вираз з основним законом конвективної дифузії (3.8), отримаємо для якісних оцінок коефіцієнт масовіддачі, який характеризує швидкість масовіддачі:

$$\beta_C = D/\delta_{\text{диф}}, \quad (3.14)$$

де D – коефіцієнт молекулярної дифузії, $\text{м}^2/\text{с}$. Величина $\delta_{\text{диф}}$ за своїм змістом – товщина приграничного шару, опір якого молекулярній дифузії еквівалентний опору перенесення, зумовленому в дійсності конвективною дифузією.

В перехідному, а тим більше турбулентному режимах основний опір перенесення маси зосереджений в тонкому ламінарному підшарі, тому формула (3.14) наближено придатна для оцінок і в цих режимах, якщо замість $\delta_{\text{диф}}$ підставляти товщину ламінарного підшару.

З формули (3.14) видно, що коефіцієнт масовіддачі від твердих тіл до газу (рідини) буде менший, ніж від рідини до газу, тому що для твердих тіл набагато менший відповідний коефіцієнт молекулярної дифузії.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи однакові одиниці, що використовуються для місцевої концентрації рідини та густини рідини?
- 2 Чи однакові одиниці коефіцієнта молекулярної дифузії та кінематичного коефіцієнта в'язкості?
- 3 Чи однакові одиниці вимірювання коефіцієнта тепловіддачі α та коефіцієнта масовіддачі β ?

Лекція 11

- 3.6 Диференціальне рівняння конвективного масообміну в рухомому середовищі.
- 3.7 Подібність процесів дифузійного перенесення маси.
- 3.8 Аналогія між перенесенням маси і теплоти.

Мета: вивчити диференціальне рівняння конвективного масообміну, з'ясувати аналогію між перенесенням маси і теплоти.

3.6 ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ КОНВЕКТИВНОГО МАСООБМІНУ В РУХОМОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Рівняння (3.15), (3.16) становлять диференціальне рівняння конвективного масообміну або диференціальне рівняння масообміну в рухомому середовищі. Воно виражає закон розподілу концентрації даного компонента в рухомому середовищі для усталеного процесу масообміну:

$$w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \frac{\partial C}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right), \quad (3.15)$$

або в коротшому запису

$$w \cdot \text{grad} C = D \cdot \nabla^2 C. \quad (3.16)$$

Для неусталеного процесу масообміну (але такого, який відбувається в умовах стаціонарного потоку фази) ліва частина рівняння (3.15) повинна бути доповнена членом $\frac{\partial C}{\partial \tau}$, який відображає локальну зміну концентрації розподіленої речовини в часі. Тоді рівняння набирає вигляду:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \frac{\partial C}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right). \quad (3.17)$$

Якщо скористатись субстанційною похідною від концентрації та оператором Лапласа, то отримаємо скорочений запис рівняння (3.17):

$$\frac{DC}{d\tau} = D \cdot \nabla^2 C. \quad (3.18)$$

Рівняння (3.18) за структурою аналогічне диференційному рівнянню конвективного теплообміну Фур'є-Кірхгофа (2.14). Різницею є те, що рівняння (3.18) замість температурного градієнта містить градієнт концентрації, а замість коефіцієнта теплопровідності a – коефіцієнт молекулярної дифузії D .

Під час масообміну в нерухомому середовищі $w_x = w_y = w_z = 0$, конвективна складова в лівій частині рівняння (3.17) дорівнює нулеві і рівняння перетворюється в **диференційне рівняння молекулярної дифузії**:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right). \quad (3.19)$$

Рівняння (3.19) називається **другим законом Фіка**.

3.7 ПОДІБНІСТЬ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ МАСИ

Дифузійний критерій Нусельта Nu_d , який ще називають **критерієм Шервуда** Sh , визначають як

$$Nu_d = Sh = \beta_c l/D. \quad (3.20)$$

У схожих точках подібних систем критерії Nu_d однакові ($Nu_d = idem$). Рівність Nu_d виражає подібність перенесення речовини біля границі фази в цих системах.

Коефіцієнт масовіддачі β_c є мірою інтенсивності сумарного перенесення речовини, а інтенсивність перенесення молекулярною дифузиею визначається коефіцієнтом дифузії D , який можна приймати за додатком A (таблиці А.11, А.12). Критерій Нусельта пропорційний відношенню цих коефіцієнтів, тобто $Nu_d \sim \beta_c / D$. Отже, можна вважати, що Nu_d виражає відношення інтенсивності перенесення в ядрі фази до інтенсивності перенесення в дифузійному приграничному підшарі, де вона визначається молекулярною дифузиею.

Дифузійний критерій Фур'є визначається як

$$Fo_d = \tau D/l^2. \quad (3.21)$$

Рівність критеріїв Fo_d в схожих точках подібних систем – необхідна умова подібності неусталених процесів масовіддачі. Ця рівність характеризує сталість відношення зміни концентрації внаслідок чисто молекулярного перенесення до зміни концентрації в часі.

Безрозмірний комплекс величин, відомий під назвою **дифузійного критерію Пекле**, – це

$$Pe_d = wl/D. \quad (3.22)$$

Критерій Pe_d виражає міру відношення маси речовини, яка переміщується конвективним перенесенням, до маси, що переноситься молекулярною дифузиею, в схожих точках подібних систем.

Критерій Рейнольдса

$$Re = wl/\nu \quad (3.23)$$

та **Критерій Грасгофа**

$$Gr = g\beta l^3 \Delta t_F / \nu^2 \quad (3.24)$$

у процесах масообміну використовуються без змін.

Подібність розподілу концентрацій і одночасно подібність швидкостей та різниці температур в потоках підтримується за таких умов для визначальних критеріїв:

$$Fo_d = \tau D / l^2 = \text{idem}; \quad Pe_d = wl / D = \text{idem}; \\ Re = wl / \nu = \text{idem}; \quad Gr = g\beta l^3 \Delta t_F / \nu^2 = \text{idem}.$$

Здебільшого замість критерію Pe_d використовують відношення критеріїв Pe_d до Re , що становить дифузійний **критерій подібності Прандтля** Pr_d , який ще називають **критерієм Шмідта** Sc :

$$Pr_d = Sc = Pe_d / Re = (wl / D) / (wl / \nu) = \nu / D = \mu / (\rho D). \quad (3.25)$$

Критерій Pr_d містить тільки величини, які відображають фізичні властивості потоку. Його можна розглядати, як міру подібності профілів швидкості і концентрації в процесах масовіддачі.

Загальна функціональна залежність \overline{Nu}_d від визначальних критеріїв і симплексів подібності для неусталених процесів масовіддачі може бути виражена як

$$\overline{Nu}_d = f_1(Fo_d, Re, Pr_d, Gr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (3.26)$$

Для усталених процесів масовіддачі умова тотожності критеріїв Fo_d в схожих точках зникає і наведена вище критеріальна залежність набирає вигляду:

$$\overline{Nu}_d = f_2(Re, Pr_d, Gr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (3.27)$$

Залежності (3.26) і (3.27) можуть бути подані в степеневій формі. Так, наприклад, залежність (3.27) можна подати так:

$$\overline{Nu}_d = A \cdot Re^m \cdot Pr_d^n \cdot Gr^\gamma \cdot \Gamma_1^\phi \cdot \Gamma_2^\psi. \quad (3.28)$$

Під час вимушеної течії можна знехтувати впливом природної конвекції на процес перенесення маси, тобто $\overline{Nu}_d \neq f(Gr)$. Тому в правій частині рівняння (3.27) критерій Gr можна вилучити. Тоді

$$\overline{Nu}_d = f_3(Re, Pr_d, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (3.29)$$

Під час природного (безнапірного) руху число \overline{Nu}_d також буде залежати від двох визначальних критеріїв:

$$\overline{Nu}_d = f_4(Pr_d, Gr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots), \quad (3.30)$$

оскільки швидкість природного руху в основній масі фази вздовж поверхні масовіддачі з умов однозначності невідома і число Re перейде в розряд визначуваних величин.

Розрахункові рівняння типу (3.26)...(3.27) вважаються логічно відповідними залежностям у тепловіддачі й називаються **критеріальними (узагальненими) рівняннями масовіддачі**. Чисельні значення коефіцієнта A та показників степенів m, n, γ, ϕ, ψ , які містяться в рівнянні (3.28), визначають обробленням дослідних даних.

Підставляючи значення визначальних критеріїв у відповідну формулу і розрахувавши \overline{Nu}_d , можна відразу, використовуючи умови однозначності досліджуваного об'єкта, визначити значення коефіцієнта масовіддачі, оскільки з визначення числа Nu_d (3.27) випливає:

$$\overline{\beta}_C = \overline{Nu}_d \cdot D/l \quad (3.31)$$

або

$$\overline{\beta}_P = \overline{Nu}_d \cdot D_P/l. \quad (3.32)$$

3.8 АНАЛОГІЯ МІЖ ПЕРЕНЕСЕННЯМ МАСИ І ТЕПЛОТИ

Порівнюючи процеси перенесення теплоти і маси, можна зауважити принципову схожість між профілями зміни температур і концентрацій. Це вказує на те, що за певних умов існує аналогія між механізмами перенесення маси і теплоти. В ядрі турбулентного потоку, який рухається всередині труби (каналу), відбувається відповідно вирівнювання температур і концентрацій в процесах тепло- і масоперенесення. В межах же приграничного ламінарного підшару, де дія турбулентних пульсацій стає дуже незначною, спостерігається різке зменшення температур і концентрацій. При цьому загалом товщина гідродинамічного, теплового і дифузійного приграничних ламінарних підшарів різна, їх товщини збігаються, коли однакові значення кінематичної в'язкості ν , коефіцієнта температуропровідності a і коефіцієнта молекулярної дифузії D . Як відомо, значенням ν, a і D пропорційні, відповідно, кількості механічної енергії, теплоти і маси, які переносяться в приграничному шарі. Отже, повна аналогія між вказаними процесами зберігається за умови, що $\nu = a = D$.

Враховуючи аналогію процесів перенесення маси і теплоти, можна за певних умов наближено визначити швидкість масовіддачі за даними зі швидкості перенесення теплоти. При цьому зникає необхідність у визначенні коефіцієнтів масовіддачі β з рівнянь масовіддачі або ж з доволі складного експериментального визначення цих величин. Аналогічно спрощується і розрахунок коефіцієнтів тепловіддачі α .

Використовуючи **аналогію Рейнольдса** стосовно поля температур, можна визначити відношення коефіцієнтів тепловіддачі α , Вт/(м²·К), і масовіддачі β_C , м/с, які виражають аналогію між тепловіддачею і масовіддачею:

$$\alpha/\beta_C = c_p \rho (Pr_d/Pr)^{2/3}, \quad (3.33)$$

де c_p – питома теплоємність теплоносія при постійному тиску ($P = \text{const}$), Дж/(кг·К); ρ – густина теплоносія, кг/м³.

Залежність (3.33) зберігається для масовіддачі в газовій або паровій фазі (наприклад, під час випаровування води у повітря), для якої $Pr_d/Pr = 1$ і $\alpha/\beta_C = c_p \cdot \rho$. Аналогія дійсна і для поперечного обтікання (під час руху через насадку тощо).

Як зазначалось, повна подібність розподілу швидкостей, температур і концентрацій можлива лише тоді, коли тепловий приграничний шар збігається за товщиною з гідродинамічним, тобто $a = \nu$, тож $Pr = \nu/a = 1$, а гідродинамічний приграничний шар має ту ж саму товщину, що і дифузійний. Остання умова відповідає $\nu = D$ або $Pr_d = \nu/D = 1$. Отже, існування повної аналогії між перенесенням маси, теплоти і механічної енергії (тертям) **обмежене** такими умовами: воно зберігається лише за умов внутрішньої задачі при $Pr = Pr_d = 1$, а також при відсутності **стефанового потоку**², що можливий тільки в процесах масоперенесення.

Незважаючи на обмеженість аналогій, зазначених вище, вони корисні як метод вивчення та наближеного визначення коефіцієнтів масовіддачі.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи завжди густина потоку маси, кг/(с·м²), в макроскопічно нерухомій бінарній суміші визначається тільки законом Фіка?
- 2 Чи завжди збігаються по напрямку градієнт температури та градієнт концентрації пари у парогазовій суміші над рідиною?
- 3 Чи вміщується коефіцієнт теплопровідності у дифузійному числі Нусельта?

² У випадку стефанового потоку переноситься не один з компонентів бінарної суміші рідин (газів), а вся суміш. Наприклад, разом з парою парогазової суміші від поверхні випаровування підіймається ще й газ, що потрапляє до неї внаслідок дифузії.

ТЕМА 4 ПРОМЕНЕВИЙ ТЕПЛОБМІН

Лекція 12

- 4.1 Описання процесу і основні визначення.
- 4.2 Основні закони променевого теплообміну.
 - 4.2.1 Закон Планка.
 - 4.2.2 Закон Віна.
 - 4.2.3 Закон Стефана-Больцмана.
 - 4.2.4 Закон Кірхгофа.
 - 4.2.5 Закон Ламберта.

Мета: вивчити основні закони променевого теплообміну.

4.1 ОПИСАННЯ ПРОЦЕСУ І ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ

Теплове випромінювання є результатом перетворення внутрішньої енергії тіл в енергію електромагнітних коливань. Під час попадання теплових променів (хвиль) на інше тіло їх енергія частково поглинається ним, знову перетворюючись у внутрішню. Так здійснюється променевий теплообмін між тілами.

Теплове випромінювання як процес поширення електромагнітних хвиль характеризується **довжиною хвилі** λ і **частотою коливань** ν . При цьому хвилі поширюються зі **швидкістю світла** $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, а $\nu = c/\lambda$.

При температурах, які звичайно використовують у техніці, основна кількість теплової енергії випромінюється при λ від 0.8 до 80 мкм. Ці промені прийнято називати **тепловими (інфрачервоними)** і знаходяться вони переважно у невидимій частині спектра. *Більшу* довжину мають **радіохвилі**, *меншу* – **хвилі видимого (світлового) випромінювання** (0.4...0.8 мкм).

Тепловий потік $Q_{\text{пр}}$, випромінюваний на всіх довжинах хвиль з одиниці поверхні тіла у всіх напрямках, називається **поверхневою густиною потоку інтегрального випромінювання** E , яка становить

$$E = Q_{\text{пр}}/F = \frac{Q_{\text{пр}\tau}}{F\tau}, \text{ Вт/м}^2, \quad (4.1)$$

де $Q_{\text{пр}\tau}$ – енергія, Дж, яка випромінюється тілом за проміжок часу τ , с.

Випромінювальна здатність визначається природою даного тіла і його температурою. Це – **власне випромінювання тіла**. Тверді тіла переважно володіють **суцільним спектром випромінювання**.

Оскільки світло і теплове випромінювання мають однакову природу, між ними багато спільного: променева енергія поширюється в однорідному та ізотропному середовищі **прямолінійно**. Частина енергії випромінювання $E_{\text{пад}}$, яке

падає на тіло (рис. 4.1), поглинається ним (E_A), частина відбивається (E_R) (причому кут падіння дорівнює куту відбивання) і частина проходить крізь нього (E_D). Отже,

$$E_A + E_R + E_D = E_{\text{пад}}. \quad (4.2)$$

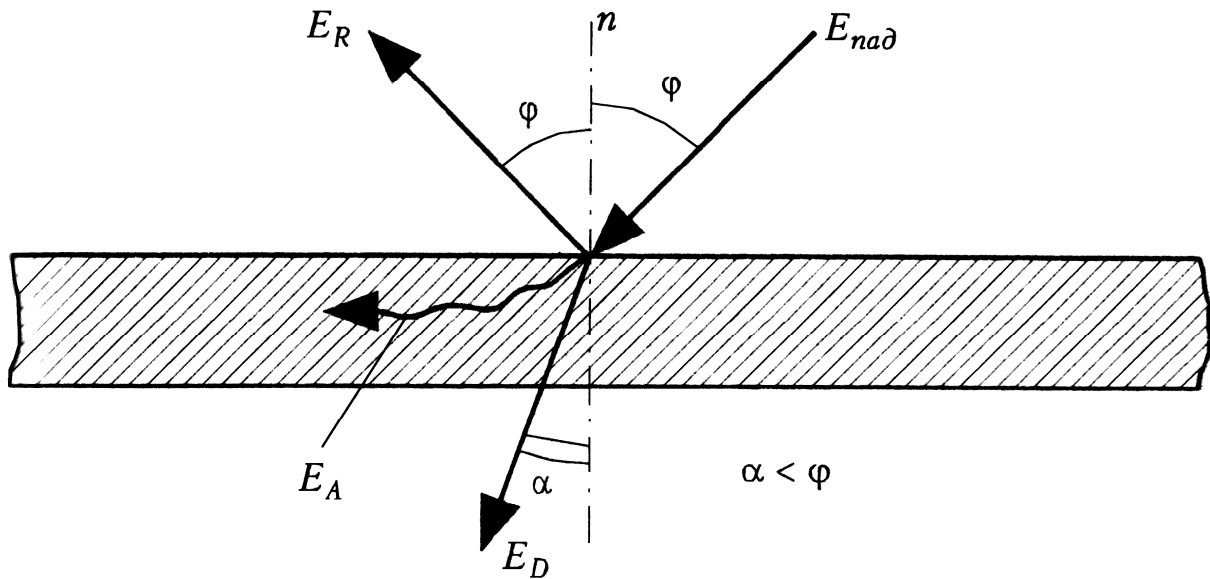


Рис. 4.1 - Розподіл енергії випромінювання, яке падає на тіло

Це рівняння теплового балансу можна записати в безрозмірній формі:

$$A + R + D = 1. \quad (4.3)$$

Величина $A = E_A / E_{\text{пад}}$ називається **коефіцієнтом поглинання**, $R = E_R / E_{\text{пад}}$ – **коефіцієнтом відбивання**, $D = E_D / E_{\text{пад}}$ – **коефіцієнтом пропускання**.

Тіло, яке поглинає всі падаючі на нього промені, називається **абсолютно чорним**. Для цього тіла $A = 1$ і, відповідно, $R = 0$, $D = 0$.

Тіла, для яких значення коефіцієнта A лежить у межах $0 < A < 1$ і не залежить від довжини хвилі падаючих променів, називаються **сірими**.

Тіло, яке відбиває всі падаючі на нього промені, називається **абсолютно білим**. Для цього тіла $R = 1$ і, відповідно, $A = 0$, $D = 0$.

Тіло, яке пропускає всі падаючі на нього промені, називається **абсолютно прозорим** або **діатермічним**. Для цього тіла $D = 1$ і, відповідно, $A = 0$, $R = 0$. Більшість твердих тіл належать до непрозорих тіл, проте майже всі гази, за винятком деяких багатоатомних газів, є прозорими, або діатермічними.

Чисті (неокислені) метали і гази характеризуються **вибірковим** або **селективним випромінюванням**, тобто випромінюють енергію тільки певних довжин хвиль.

Переважає більшість твердих і рідких тіл завершують поглинання теплових променів в тонкому поверхневому шарі, тобто поглинання не залежить від товщини тіла. Для цих тіл теплове випромінювання розглядається як поверхне-

ве явище. У газі, через значно меншу концентрацію молекул, променевий теплообмін має об'ємний характер.

Сума потоків власного і відбитого тілом випромінювання називається його **ефективним випромінюванням**:

$$E_{\text{еф}} = E + R \cdot E_{\text{пад}}. \quad (4.4)$$

Сумарний процес взаємного випромінювання, тобто поглинання, відбивання і пропускання енергії випромінювання в системах тіл називається **променевим теплообміном**.

4.2 ОСНОВНІ ЗАКОНИ ПРОМЕНЕВОГО ТЕПЛООБМІНУ

4.2.1 ЗАКОН ПЛАНКА

Закон Планка встановлює розподіл інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла на різних ділянках спектра довжини хвиль λ . Виділимо ділянку $d\lambda$ навколо точки λ_i спектра (рис. 4.2). У цьому інтервалі довжин хвиль випромінюється енергія dE_{0i} . Величина

$$I_{0\lambda_i} = dE_{0i} / d\lambda, \text{ Вт/м}^3, \quad (4.5)$$

характеризує інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла на даній довжині хвилі λ_i і називається **спектральною густиною потоку випромінювання абсолютно чорного тіла**.

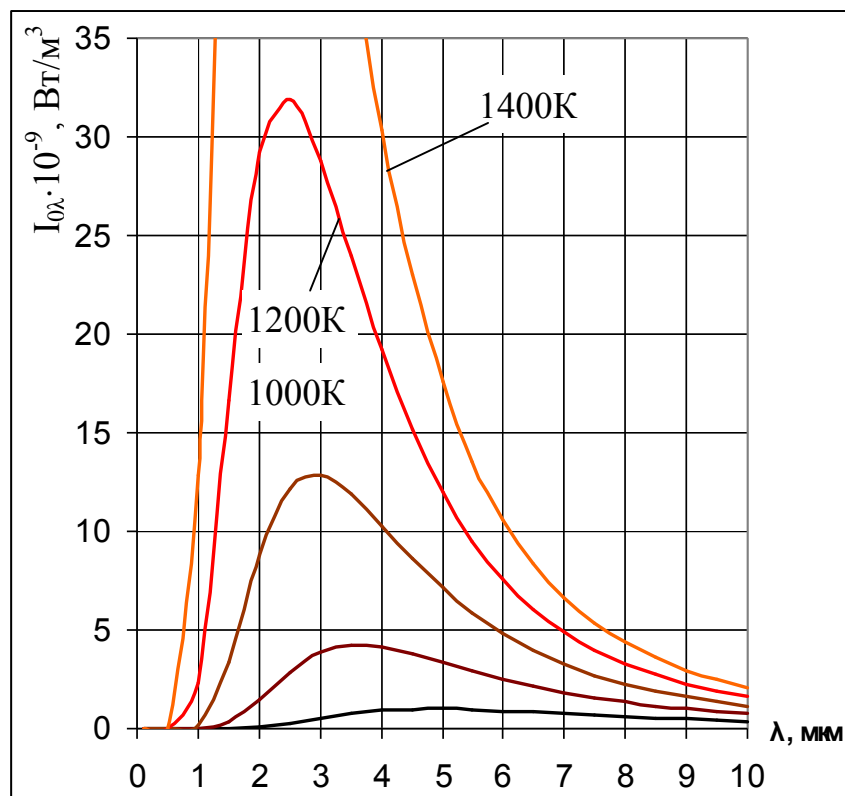


Рис. 4.2 - Спектральна густина потоку випромінювання для абсолютно чорного тіла як функція довжини хвилі при різних температурах

Поняття спектральної густини потоку випромінювання застосовується не тільки для абсолютно чорного тіла, тобто

$$I_{\lambda i} = dE_i / d\lambda, \text{ Вт/м}^3. \quad (4.6)$$

Зв'язок спектральної густини потоку випромінювання абсолютно чорного тіла $I_{0\lambda}$ (надалі всі характеристики абсолютно чорного тіла будемо записувати з індексом "нуль") з довжиною хвилі випромінювання λ і абсолютною температурою тіла T встановив у 1900 р. М. Планк:

$$I_{0\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1}, \text{ Вт/м}^3, \quad (4.7)$$

де $c_1 = 3.74 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$ і $c_2 = 1.44 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$ – сталі випромінювання; e – основа натуральних логарифмів.

Графічно закон Планка показаний на рис. 4.2.



З рис. 4.2 і виразу (4.7) видно, що спектральна густина потоку випромінювання $I_{0\lambda}$ зростає від нуля при $\lambda = 0$ до максимуму при певній довжині хвилі λ_m і знову прямує до нуля при $\lambda \rightarrow \infty$.

В. Він у 1893 р. встановив, що добуток $T \cdot \lambda_m$ є величина стала:

$$T \cdot \lambda_m = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}. \quad (4.8)$$

З виразу (4.8) $\lambda_m = 2.898 \cdot 10^{-3} / T$ (закон Віна легко отримати, досліджуючи на екстремум функцію (4.7)), звідси виходить, що зі зростанням температури максимум випромінювання зміщується в бік коротких хвиль. Так, під час випромінювання з поверхні Сонця ($T \approx 5500 \text{ К}$) максимум припадає на видиму частину спектра ($\lambda_m \approx 0.53 \text{ мкм}$), а під час випромінювання електронагрівника ($T \approx 1100 \text{ К}$) $\lambda_m \approx 2.63 \text{ мкм}$, причому енергія видимого (світлового) випромінювання незначна порівняно з енергією теплового (інфрачервоного) випромінювання.

4.2.3 ЗАКОН СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

На рис. 4.2 площа заштрихованого прямокутника дорівнює добуткові $I_{0\lambda_i} \cdot d\lambda$ і визначає поверхневу густину потоку випромінювання абсолютно чорного тіла $dE_{0i} = I_{0\lambda_i} \cdot d\lambda$ на певному проміжковій довжин хвиль $d\lambda$ для хвилі λ_i .

Поверхнева густина потоку інтегрального випромінювання абсолютно чорного тіла E_0 визначається підсумовуванням dE_{0i} на всіх довжинах хвиль, тобто площею під кривою для даної температури тіла (рис. 4.2):

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I_{0\lambda} \cdot d\lambda. \quad (4.9)$$

Підставивши сюди значення I_{0i} з формули (4.7) і провівши інтегрування, отримаємо вираз:

$$E_0 = \sigma_0 \cdot T^4, \quad (4.10)$$

де $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – **стала Стефана-Больцмана**.

Формулу (4.10) отримав дослідним методом у 1879 р. Й. Стефан, а теоретично обґрунтував у 1884 р. Л. Больцман.

Для технічних розрахунків закон Стефана-Больцмана звичайно записують у вигляді:

$$E_0 = c_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (4.11)$$

де $c_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴) – **випромінювальна здатність (коефіцієнт теплового випромінювання) абсолютно чорного тіла**.

Тіла, які найчастіше зустрічаються на практиці, випромінюють менше теплової енергії, ніж абсолютно чорне тіло при тій самій температурі. Якщо вони випромінюють при цьому у всьому діапазоні спектра довжин хвиль, то вони, як зазначено вище, називаються сірими. Відношення поверхневої густини потоку власного інтегрального випромінювання E даного тіла до поверхневої густини потоку інтегрального випромінювання E_0 абсолютно чорного тіла при тій самій температурі називається **відносний коефіцієнт теплового випромінювання або ступінь чорноти сірого тіла** (див. таблицю А.9 додатку А):

$$\varepsilon = E/E_0. \quad (4.12)$$

Використовуючи поняття відносного коефіцієнта теплового випромінювання сірого тіла, можна записати закон Стефана-Больцмана для реального тіла:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon c_0 (T/100)^4 = c (T/100)^4, \quad (4.13)$$

де $c = \varepsilon c_0$ – **випромінювальна здатність (коефіцієнт теплового випромінювання) сірого тіла**, Вт/(м²·К⁴).

Відносний коефіцієнт теплового випромінювання ε змінюється для різних тіл в межах $0 < \varepsilon < 1$ залежно від матеріалу, стану поверхні, температури.

4.2.4 ЗАКОН КІРХГОФА

Цей закон встановлює зв'язок між випромінювальною і поглинальною здатністю сірих і абсолютно чорного тіл. Розглянемо променевий теплообмін між двома тілами – сірим і абсолютно чорним. Нехай їх плоскі поверхні, повернуті одна до одної (рис. 4.3) - паралельні, відстань між ними дуже мала, площа кожної поверхні становить 1 м². Якщо зважити на малу відстань між ними, то практично все випромінювання кожної з розглянутих поверхонь потрапляє на протилежну. Сіре і чорне тіла мають, відповідно, температури T і T_0 , енергії

випромінювання E і E_0 , коефіцієнти поглинання A і $A_0 = 1$. Решта поверхонь ізольовані і в теплообміні з іншими тілами участі не беруть.

Відносний коефіцієнт теплового випромінювання (ступінь чорноти) будь-якого тіла в стані термодинамічної рівноваги дорівнює його коефіцієнту поглинання при тій самій температурі:

$$E/E_0 = A. \quad (4.14)$$

Порівнюючи вирази (4.14) і (4.12), робимо висновок, що

$$\varepsilon = A. \quad (4.15)$$

Вираз (4.14) можна записати також у вигляді $E/A = E_0$:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = \frac{E_n}{A_n} = \frac{E_0}{A_0} = f(T). \quad (4.16)$$

Ця залежність, отримана Г. Р. Кірхгофом у 1859 р., є загальним записом закону, згідно з яким відношення енергії випромінювання до коефіцієнта поглинання не залежить від природи тіла і дорівнює енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при тій самій температурі. Чим більший коефіцієнт поглинання, тим більша для цього тіла енергія випромінювання. Якщо тіло мало випромінює, то воно мало і поглинає. Абсолютно біле тіло нездатне випромінювати і поглинати енергію.

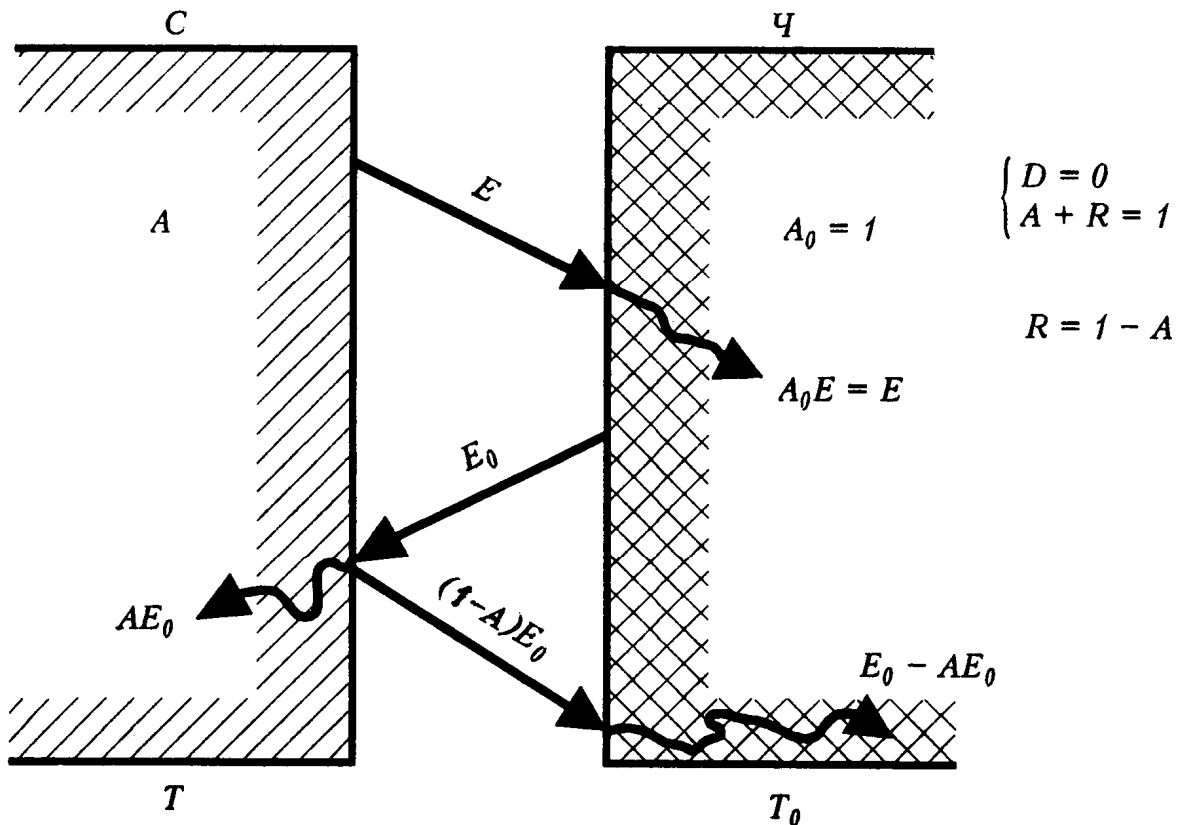


Рис. 4.3 - Взаємний обмін енергією між сірим і чорним тілами. Енергія поглинання зображена хвилястими стрілками

Закон Кірхгофа справедливий не тільки для всього спектра, але й для випромінювання певної довжини хвилі (**монохроматичного випромінювання**). Тоді закон має вигляд:

$$\frac{I_{\lambda 1}}{A_{\lambda 1}} = \frac{I_{\lambda 2}}{A_{\lambda 2}} = \dots = \frac{I_{\lambda n}}{A_{\lambda n}} = I_{0\lambda}. \quad (4.17)$$

Звідси випливає, що тіло, яке випромінює енергію тільки в певній частині спектра, здатне і поглинати її тільки в цій частині.

Для монохроматичного випромінювання вираз (4.15) записується як

$$\varepsilon_{\lambda} = A_{\lambda}, \quad (4.18)$$

де A_{λ} і ε_{λ} – відповідно коефіцієнт поглинання і коефіцієнт випромінювання у вузькому інтервалі довжин хвиль поблизу розглядової довжини хвилі λ .

Для тіл, які неоднаково поглинають промені різноманітних довжин хвиль, коефіцієнт поглинання залежить від довжини хвилі падаючого на них випромінювання:

$$A_{\lambda} = f(\lambda). \quad (4.19)$$

Ці тіла називаються **кольоровими**.

Коефіцієнт поглинання сірого тіла не залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання, отже він не змінюється і при зміні температури випромінювача, тобто для сірого тіла закон Кірхгофа справедливий, якщо навіть випромінювач і приймач мають різні температури.

Теплові промені, які падають на шорстку поверхню, багаторазово відбиваються від неї, що приводить до кращого поглинання променевої енергії, порівняно з поглинанням гладкою поверхнею. Тоді відповідно до закону Кірхгофа, шорсткі поверхні повинні володіти також більшою випромінювальною здатністю, ніж гладкі. І навпаки, випромінювальна здатність полірованих поверхонь, які добре відбивають падаючі на них промені, відповідно до закону Кірхгофа, повинна бути низькою.

4.2.5 ЗАКОН ЛАМБЕРТА

Закон Стефана-Больцмана визначає кількість енергії, яка випромінюється тілом у всіх напрямках. Однак інтенсивність залежить від напрямку випромінювання, що визначається кутом φ , який він утворює з нормаллю до поверхні. Й.Г. Ламберт у 1760 р. встановив, що *максимальне випромінювання E_{\perp} спостерігається в напрямку нормалі до поверхні*. Кількість енергії E_{φ} , яка випромінюється під кутом φ до нормалі, пропорційна косинусу кута φ :

$$E_{\varphi} = E_{\perp} \cos \varphi. \quad (4.20)$$

З цього видно, що інтенсивність випромінювання вздовж поверхні (при $\varphi = 90^{\circ}$) дорівнює нулеві.

- 1 Чи може тіло поглинати більше променевої енергії, ніж випромінювати?
- 2 Чи може відбитий променевий потік бути більше падаючого променевого потоку?
- 3 Чи завжди ступінь чорноти тіла та його поглинаюча здібність однакові?
- 4 Покажіть зв'язок між поглинаючою та випромінюючою здібностями тіла?

Лекція 13

4.3 Теплообмін випромінюванням системи з плоскопаралельними поверхнями в прозорому середовищі тіл.

Мета теми: навчитись розраховувати тепловий потік, що передається випромінюванням між двома плоскопаралельними поверхнями.

4.3 ТЕПЛООБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ СИСТЕМИ З ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНИМИ ПОВЕРХНЯМИ В ПРОЗОРМУ СЕРЕДОВИЩІ ТІЛ

Повний тепловий потік, що передається у процесі теплообміну між двома одиничними плоскопаралельними поверхнями, повернутими одна до одної з невеликим зазором, має вид:

$$Q_{1-2} = \varepsilon_{\text{пр}} c_0 F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (4.21)$$

Величина

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \quad (4.22)$$

називається **приведеним відносним коефіцієнтом теплового випромінювання системи тіл**, де F – площа теплообмінної поверхні, однакова в нашому випадку для обох тіл ($F_1 = F_2$).

З (4.22) видно, що $\varepsilon_{\text{пр}}$ змінюється від нуля до одиниці, залишаючись завжди меншим від ε_1 та ε_2 .

Відповідно до формули (4.21) *повний потік теплоти, який передається випромінюванням від гарячого тіла більш холодному, пропорційний поверхні тіла, приведену відносному коефіцієнту теплового випромінювання і різниці четвертих степенів абсолютних температур тіл.*

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Чи може сіре тіло випромінювати більше енергії, ніж чорне тіло таких же розмірів і в такому ж навколишньому середовищі, якщо температури сірого та чорного тіл однакові?
- 2 Чи може сіре тіло поглинати більше енергії, ніж чорне тіло, якщо розміри та температури сірого та чорного тіла однакові, а температури навколишнього середовища відрізняються?

Лекція 14

4.4 Використання екранів для захисту від випромінювання.

4.5 Теплове випромінювання газів.

Мета теми: з'ясувати мету використання екранів та їх вплив на кількість переданої теплоти; вивчити особливості теплового випромінювання газів.

4.4 ВИКОРИСТАННЯ ЕКРАНІВ ДЛЯ ЗАХИСТУ ВІД ВИПРОМІНЮВАННЯ

З метою ослаблення променевого теплообміну між тілами або організаціями захисту від шкідливого впливу сильного випромінювання використовують перегородки - **екрани**, які виготовлені з добре відбиваючих промені матеріалів. Використання екранування дає змогу ефективно зменшити кількість теплоти, яка передається менш нагрітій поверхні випромінюванням.

Можна виявити що, при встановленні n екранів з $\varepsilon_e \neq \varepsilon$ ($\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$) відношення теплових потоків між тілами 1 та 2 за наявності екранів q_{1-2}^e та за їх відсутності q_{1-2} становить:

$$q_{1-2}^e/q_{1-2} = \frac{1}{1 + n \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon_e)}{\varepsilon_e(2 - \varepsilon)}}. \quad (4.23)$$

Якщо $\varepsilon = 0.8$ (окислена сталева поверхня), а $\varepsilon_e = 0.1$, то за наявності одного екрана $q_{1-2}^e/q_{1-2} = 0.073$, тобто променевий тепловий потік зменшується приблизно в 13,7 разів. При наявності трьох таких екранів променевий теплообмін знижується в 39 разів. На цьому ґрунтується конструювання спеціальної ізоляції, яка містить безліч полірованих металевих пластин або листів фольги з зазорами, яка широко застосовується останнім часом. Для вилучення конвекції і теплопровідності з зазорів часто відсмоктується повітря. Така ізоляція називається **вакуумною багатошаровою**.

4.5 ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАЗІВ

Різні гази володіють різною здатністю випромінювати і поглинати енергію. Одно- (He, Ar тощо) і двоатомні (H₂, O₂, N₂ тощо) гази з симетричними молекулами практично прозорі для теплових променів, тобто є **діатермічними**. Певною здатністю випромінювати і поглинати енергію випромінювання володіють багатоатомні гази: діоксиди вуглецю і сірки SO₂, водяна пара H₂O, аміак NH₃ тощо. Найціннішими є відомості про випромінювання діоксиду вуглецю і водяної пари, які утворюються під час згоряння палива. Інтенсивністю їх випромінювання переважно визначається теплообмін газоподібних продуктів згоряння з тілами, які нагріваються в топках і печах.

Гази є селективними випромінювачами. Ділянки спектра, в яких газ випромінює і поглинає енергію, називають **смугами випромінювання (поглинання)**. З табл. 4.1, в якій наведені основні смуги поглинання і H₂O, видно, що в світловій частині спектра CO₂ і пара H₂O не випромінюють і не поглинають. В короткохвильовій частині спектра газу поглинають і випромінюють гірше, ніж в довгохвильовій.

Таблиця 4.1 - Основні смуги поглинання CO₂ і H₂O

№ інтервалу	CO ₂		H ₂ O	
	λ, мкм	Δλ, мкм	λ, мкм	Δλ, мкм
1	2.4 ... 3.0	0.6	1.7 ... 2.0	0.3
2	4.0 ... 4.8	0.8	2.2 ... 3.0	0.8
3	12.5 ... 16.5	4.0	4.8 ... 8.5	3.7
4	-	-	12 ... 30	18

Так для короткохвильового випромінювання Сонця атмосфера Землі є практично прозорою, тоді як довгохвильове теплове випромінювання Землі значною мірою вловлюється нею. Цим зумовлений "парниковий" ефект впливу атмосфери на можливе потепління клімату при збільшенні вмісту в ній CO₂ внаслідок виробничої діяльності людини.

Із зростанням температури, коли максимум випромінювання зміщується в ділянку коротких хвиль, відносний коефіцієнт теплового випромінювання газу зменшується.

Випромінювання газів має об'ємний характер. Здатність газу випромінювати енергію змінюється залежно від густини і товщини газового шару. Чим вища густина випромінювального компонента газової суміші, яка визначається парціальним тиском p_{Γ} , і чим більша товщина шару, тим більше молекул бере участь у випромінюванні і тим вища його випромінювальна здатність і коефіцієнт поглинання. Величина l – це ефективна товщина випромінювального шару газів і одночасно – довжина променя, який пронизує газовий об'єм. Тому відносний коефіцієнт теплового випромінювання газів ϵ_{Γ} звичайно наводять в довідковій літературі як залежність від температури газів t_{Γ} при різному значенні добутку $p_{\Gamma} \cdot l$, тобто

$$\epsilon_{\Gamma} = f(t_{\Gamma}, p_{\Gamma} \cdot l). \quad (4.24)$$

Максимальне значення $\epsilon_{\text{CO}_2} \approx 0.2$, а $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0.6$.

Діоксид вуглецю і водяна пара звичайно містяться в топкових газах одночасно. В цьому випадку відносний коефіцієнт випромінювання газу

$$\epsilon_{\Gamma} = \epsilon_{\text{CO}_2} + \beta \epsilon_{\text{H}_2\text{O}}, \quad (4.25)$$

де β – поправний коефіцієнт, який враховує значення парціального тиску пари води p_{H_2O} при різних значеннях добутку $p_{H_2O} \cdot l$ і наводиться в довідковій літературі.

Можлива присутність в газі золи і сажі суттєво збільшує відносний коефіцієнт випромінювання випромінювального об'єму і повинна враховуватись окремо.

Для визначення відносних коефіцієнтів теплового випромінювання компонентів газової суміші потрібно знати товщину l випромінювального шару газового об'єму. Рекомендації щодо визначення l можна знайти в літературі залежно від конструктивних параметрів теплообмінної поверхні. Наприклад, якщо променесприймальними є стінки топкової камери, то

$$l = 3,6 V/F_{ст}, \quad (4.26)$$

де V – об'єм камери, зайнятий газом, а $F_{ст}$ – площа поверхні стінок, які обмежують цей об'єм.

Густину потоку випромінювання $q_{г-ст}$ від газу до оточуючих його поверхонь теплообміну (стінки) визначають за формулою:

$$q_{г-ст} = \varepsilon_{пр} c_0 \left[\left(\frac{T_g}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right], \quad (4.27)$$

де

$$\varepsilon_{пр} = \frac{\varepsilon_g \varepsilon_{ст}}{\varepsilon_{ст} + \varepsilon_g (1 - \varepsilon_{ст})}, \quad (4.28)$$

$\varepsilon_{ст}$ – відносний коефіцієнт теплового випромінювання стінки;

T_g – температура газу, К;

$T_{ст}$ – температура стінки, К.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Як впливає ступінь чорноти екранів та їх кількість на тепловий потік випромінюванням крізь систему екранів?
- 2 Чим відрізняється випромінювання газів від випромінювання твердих тіл?
- 3 Чи існує ефективний променевий потік між двома паралельними стінками, якщо поверхні мають однакову температуру?

Лекція 15

4.6 Складний теплообмін як сукупна одночасна дія теплопровідності, конвекції та випромінювання.

Мета: навчитись обчислювати сумарний коефіцієнт тепловіддачі у випадку спільної дії теплопровідності, конвекції та випромінювання.

4.6 СКЛАДНИЙ ТЕПЛООБМІН ЯК СУКУПНА ОДНОЧАСНА ДІЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ, КОНВЕКЦІЇ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розподіл теплоперенесення на теплопровідність, конвекцію і теплове випромінювання зручний для вивчення цих процесів. На практиці часто зустрічається **складний теплообмін**, під час якого теплота передається двома або навіть трьома способами одночасно.

Найпоширенішим випадком складного теплообміну є тепловіддача від поверхні твердої стінки до газоподібного середовища, наприклад, повітря (або від газу до поверхні). При цьому теплота переноситься конвекцією завдяки контактній поверхні з газами, які її омивають, і та сама поверхня випромінює і поглинає енергію, обмінюючись потоками випромінювання з газом і навколишніми предметами. Подібні приклади перенесення теплоти називаються **складною тепловіддачею**. Типовими прикладами складної тепловіддачі є втрати теплоти стінками апаратів в навколишнє середовище та внутрішнім повітрям приміщення до внутрішньої поверхні зовнішньої стінки в холодний період року.

Кількість теплоти $Q_{\text{пр}}$, яку віддає навколишньому середовищу тепловим випромінюванням стінка (або стінці віддає навколишнє середовище), загалом визначається рівнянням (4.29). Для теплообміну між двома поверхнями, які довільно розташовані у просторі, справедливий вираз:

$$Q_{1-2} = \varphi_{1-2} \varepsilon_{1-2} c_0 F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (4.29)$$

де φ_{1-2} – середній кутовий коефіцієнт випромінювання з поверхні 1 на поверхню 2, що показує, яка доля загального потоку власного випромінювання тіла 1 з поверхнею F_1 потрапляє на тіло 2 з поверхнею F_2 ;

ε_{1-2} – приведена ступінь чорноти системи двох тіл з поверхнями F_1 та F_2 , що знаходиться за формулою:

$$\varepsilon_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}. \quad (4.30)$$

Приймаючи, що в нашому випадку $\varphi_{1-2} = 1$ і враховуючи, що $\varepsilon_{1-2} = \varepsilon_1$ при $F_2 \gg F_1$, отримаємо:

$$Q_{\text{пр}} = \varepsilon_1 c_0 F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (4.31)$$

Помноживши і розділивши праву частину рівняння (4.31) на $t_F - t_T$, приведемо його до вигляду:

$$Q_{\text{пр}} = \alpha_{\text{пр}} F_1 (t_F - t_T), \quad (4.32)$$

де $\alpha_{\text{пр}}$ виражається рівнянням:

$$\alpha_{\text{пр}} = \varepsilon_1 c_0 \frac{\left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{t_F - t_T}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}). \quad (4.33)$$

Величина $\alpha_{\text{пр}}$ – це **коефіцієнт тепловіддачі випромінюванням**, що показує, яку кількість теплоти, Дж, віддає навколишньому середовищу тепловим випромінюванням стінка поверхнею 1 м^2 за 1 с при різниці температур між стінкою і середовищем 1 К ($1 \text{ }^\circ\text{C}$).

Сумарна віддача стінкою теплоти конвекцією Q_k і тепловим випромінюванням $Q_{\text{пр}}$ становить:

$$Q_c = Q_k + Q_{\text{пр}} = \alpha_k F_1 (t_F - t_T) + \alpha_{\text{пр}} F_1 (t_F - t_T) = (\alpha_k + \alpha_{\text{пр}}) F_1 (t_F - t_T). \quad (4.34)$$

Позначивши **сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією і випромінюванням**

$$\alpha_c = \alpha_k + \alpha_{\text{пр}}, \quad (4.35)$$

отримаємо:

$$Q_c = \alpha_c F_1 (t_F - t_T). \quad (4.36)$$

Інтенсивність складного теплообміну характеризують сумарним коефіцієнтом тепловіддачі тому, що переважаючим буває конвективне тепло перенесення.

Іноді впливом однієї зі складових сумарного коефіцієнта тепловіддачі можна знехтувати. Наприклад, зі збільшенням температури різко зростає тепловий потік випромінюванням, тому в топках парових котлів і печей, де швидкості течії газів невеликі, а $t_T > 1000^\circ\text{C}$, можна вважати, що $\alpha_c = \alpha_{\text{пр}}$, і навпаки, під час теплообміну поверхні з потоком краплинної рідини переважаючим буде конвективний теплообмін, тобто $\alpha_c = \alpha_k$.

В інженерних розрахунках α_c часто визначають наближено за емпіричними рівняннями. Так під час розрахунку кількості теплоти, що втрачається зовнішньою поверхнею апаратів, які знаходяться в закритих приміщеннях, в навколишнє середовище, α_c можна визначити за формулою:

$$\alpha_c = 9.74 + 0.07(t_F - t_{\text{пов}}), \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (4.37)$$

де t_F і $t_{\text{пов}}$ – відповідно температура зовнішньої поверхні стінки апарата і навколишнього повітря, $^\circ\text{C}$.

Рівняння (4.37) застосовується при t_F до 150°C .

Для зменшення втрат теплоти в навколишнє середовище апарати і трубопроводи покривають тепловою ізоляцією.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

1 Чи можна визначити результуючий потік випромінювання як різницю особистого та падаючого випромінювання?

- 2 Чи впливає форма і розташування зовнішніх джерел випромінювання на вид розрахункової залежності для приведеної поглинаючої здатності?
- 3 Чи може приведена поглинаюча здатність бути більшою, ніж поглинаюча здатність тіла?

ТЕМА 5 ОСНОВИ ТЕПЛООВОГО РОЗРАХУНКУ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ

Лекція 16

- 5.1 Типи теплообмінних апаратів.
 - 5.1.1 Рекуперативні теплообмінні апарати.
 - 5.1.2 Регенеративні теплообмінні апарати.
 - 5.1.3 Змішувальні теплообмінні апарати.

Мета: ознайомити студентів з різними типами та схемами теплообмінників.

5.1 ТИПИ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ

Теплообмінний апарат (теплообмінник) - це пристрій, призначений для нагрівання або охолодження теплоносія.

Залежно від способу передавання теплоти від одного теплоносія до другого теплообмінники поділяють на декілька типів: **рекуперативні, регенеративні та змішувальні.**

5.1.1 РЕКУПЕРАТИВНІ ТЕПЛООБМІННІ АПАРАТИ

У рекуперативних теплообмінниках теплота від одного теплоносія до другого передається через розділяючу їх стінку. Для зменшення термічного опору стінку виконують з матеріалу, що має добру теплопровідність: міді, латуні, сплавів алюмінію тощо. Залежно від конструктивного виконання поверхні теплообміну рекуператори поділяють на теплообмінники: двотрубні (типу "труба в трубі"), кожухотрубні, змійовикові тощо. Тобто найпоширенішими є трубчасті теплообмінники (рис. 5.1...5.3), в яких один теплоносій рухається в трубах, а другий в міжтрубному просторі. В таких теплообмінниках змішування теплоносіїв не відбувається, і вони використовуються для різноманітних комбінацій гріючої і нагріваної речовин.

5.1.2 РЕГЕНЕРАТИВНІ ТЕПЛОБМІННІ АПАРАТИ

У регенеративних теплообмінниках теплота від одного теплоносія до другого переноситься за допомогою будь-якої третьої допоміжної речовини. Ця речовина (**проміжний теплоносій**) нагрівається в потоці гарячого теплоносія і потім віддає акумульовану теплоту холодному теплоносієві. Для цього необхідно або переносити проміжний теплоносій з одного потоку в інший, або періодично перемикаати потоки теплоносіїв в теплообміннику періодичної дії (рис. 5.4).

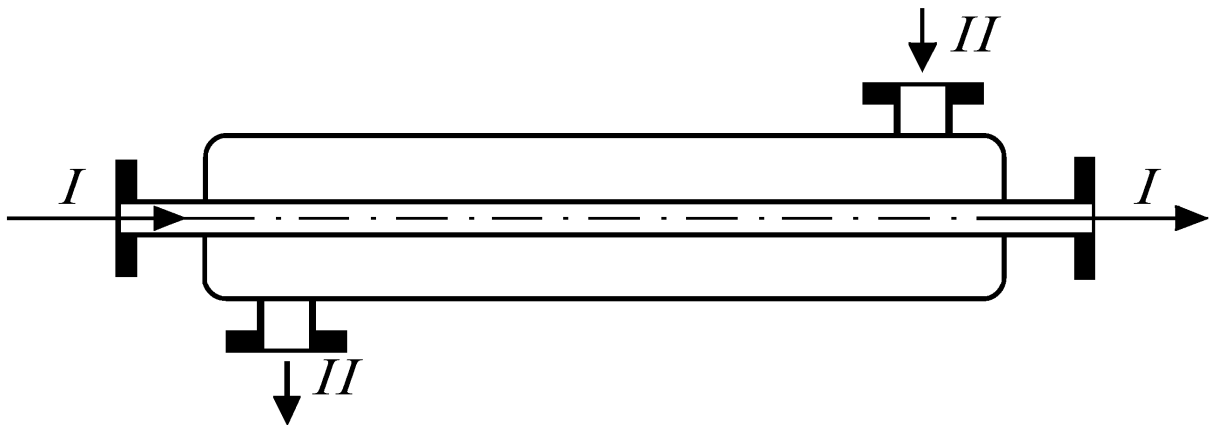


Рис. 5.1 - Найпростіший двотрубний рекупераивний теплообмінник типу "труба в трубi" для передавання теплоти від одного теплоносія (I) до другого (II)

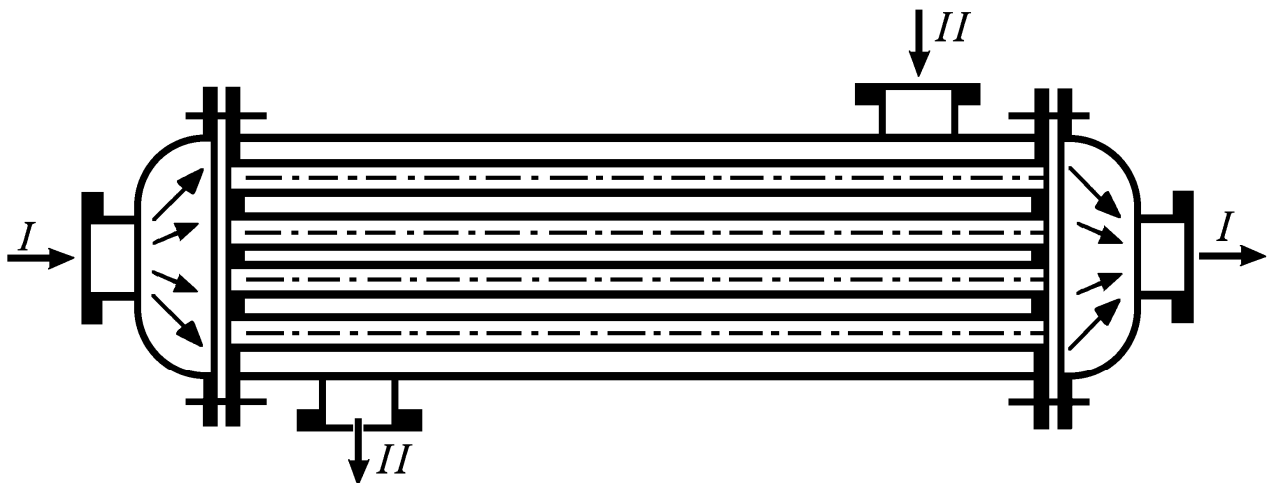


Рис. 5.2 - Найпростіший кожухотрубний рекупераивний теплообмінник для передавання теплоти від одного теплоносія (I) до другого (II)

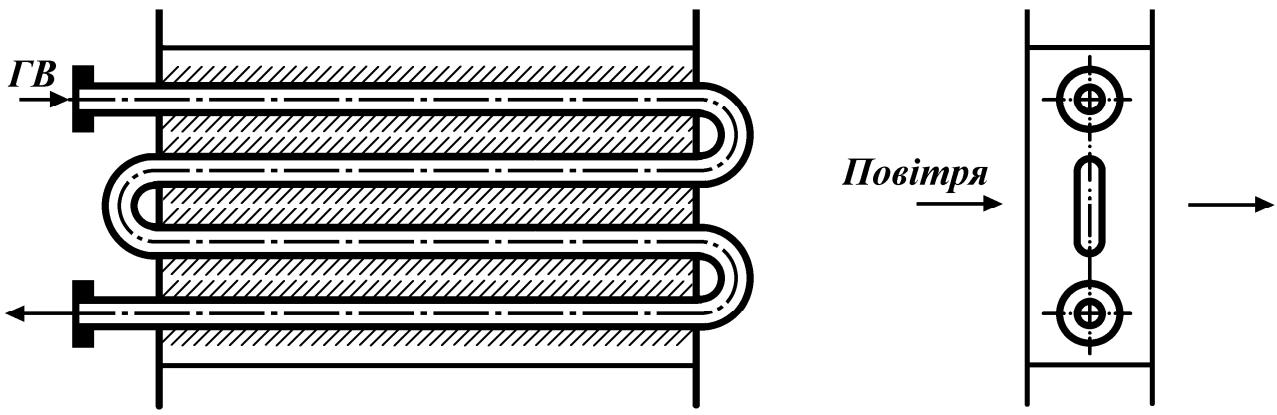


Рис. 5.3 - Змійовиковий рекупративний повітрянагрівник з вертикальним рядом оребрених труб, сполучених з'єднувальними колінами

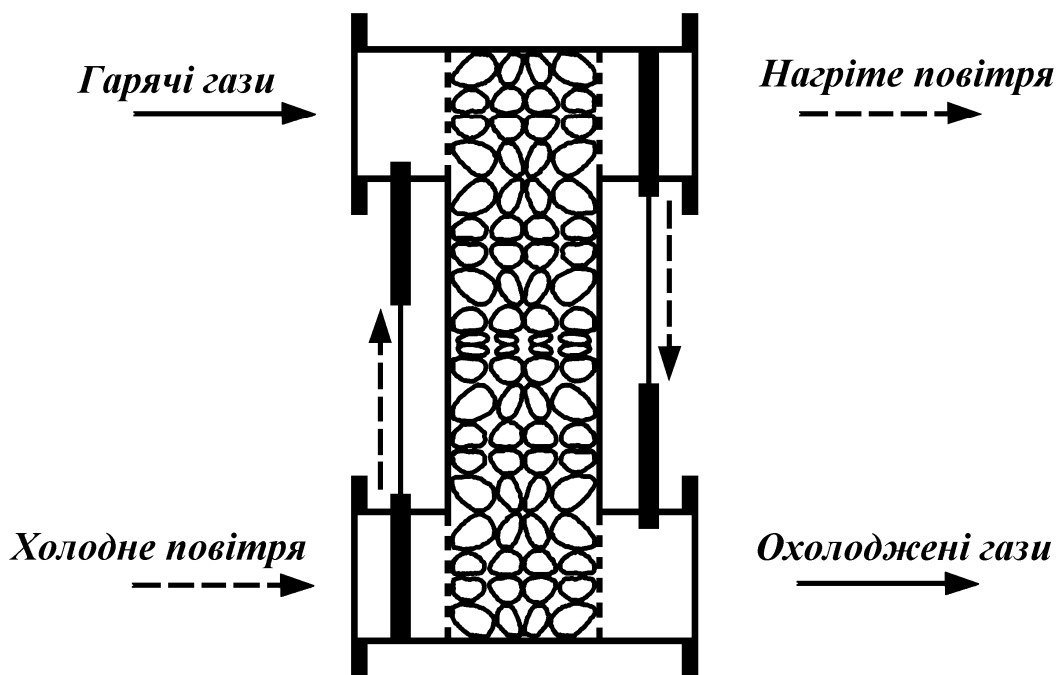


Рис. 5.4 - Регенеративний підігрівник повітря періодичної дії з перемиканням потоків, які рухаються через насадку

Проміжним теплоносієм в регенеративних теплообмінниках періодичної дії використовується твердий та достатньо масивний матеріал - листи металу, цегла, засипки. Регенеративні теплообмінники незамінні для високотемпературного ($t > 1000^{\circ}\text{C}$) підігрівання газів, оскільки жаростійкість металів обмежена, а насадка з вогнестійкої цегли може працювати при дуже високих температурах. Іноді регенеративні теплообмінники вигідно використовувати і для охолодження запиленних газів, які зношують або забивають трубки рекуператорів.

5.1.3 ЗМІШУВАЛЬНІ ТЕПЛОБМІННІ АПАРАТИ

Найпростішими і компактнішими є змішувальні теплообмінники, в яких змішуються теплоносії, які не потребують подальшого розділення, наприклад, під час підігрівання холодної води гарячою водою або навпаки, під час охолодження гарячої води холодною (рис. 5.5).

Для підтримання заданих температур у системі гарячого водопостачання ($60^{\circ}\text{C} \leq t_{\text{ГВ}} \leq 75^{\circ}\text{C}$) і в опалювальних приладах системи опалення ($t_{\text{оп}} \leq 95^{\circ}\text{C}$) змішують воду, яка надходить з котельні або ТЕЦ ($t_{\text{под}} = 75 \dots 150^{\circ}\text{C}$), з водою, яка повертається від споживача теплоти ($t_{\text{зв}} = 20 \dots 70^{\circ}\text{C}$).

Використовуються змішувальні теплообмінники і для теплоносіїв, що легко розділяються, наприклад, газ (повітря) - рідина (вода). Для збільшення поверхні контакту теплоносіїв рідину (воду) розбризкують в потоці газу (повітря). Для цього використовують камери зрошення систем вентиляції та кондиціонування повітря (рис. 5.6), в яких повітря (частіше) охолоджується водою; вентиляторні градирні (рис. 5.7), в яких охолоджують повітрям воду завдяки її випаровуванню, та іншу апаратуру.

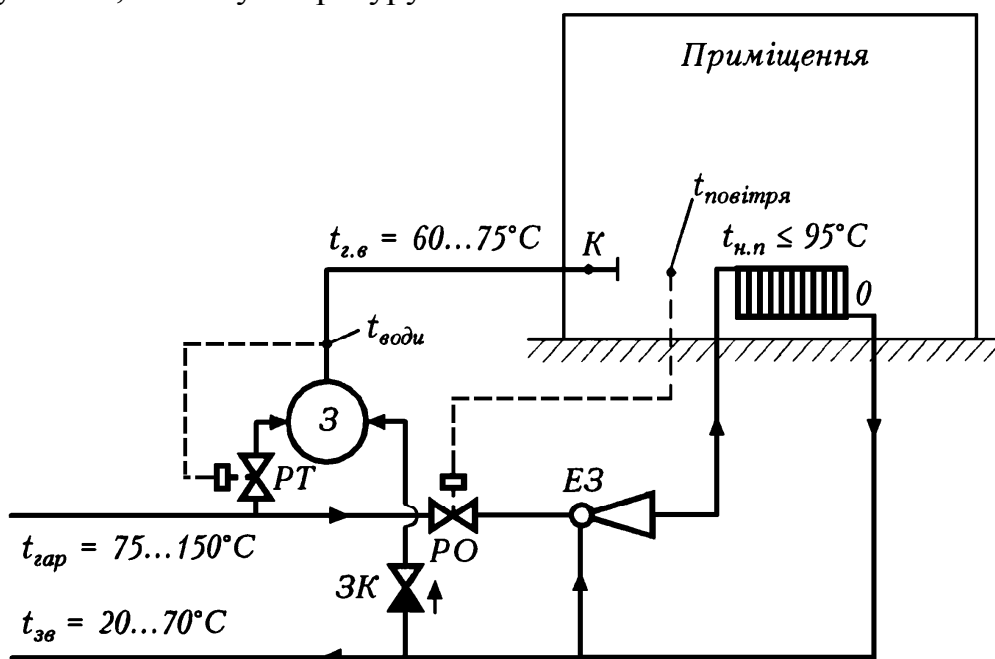
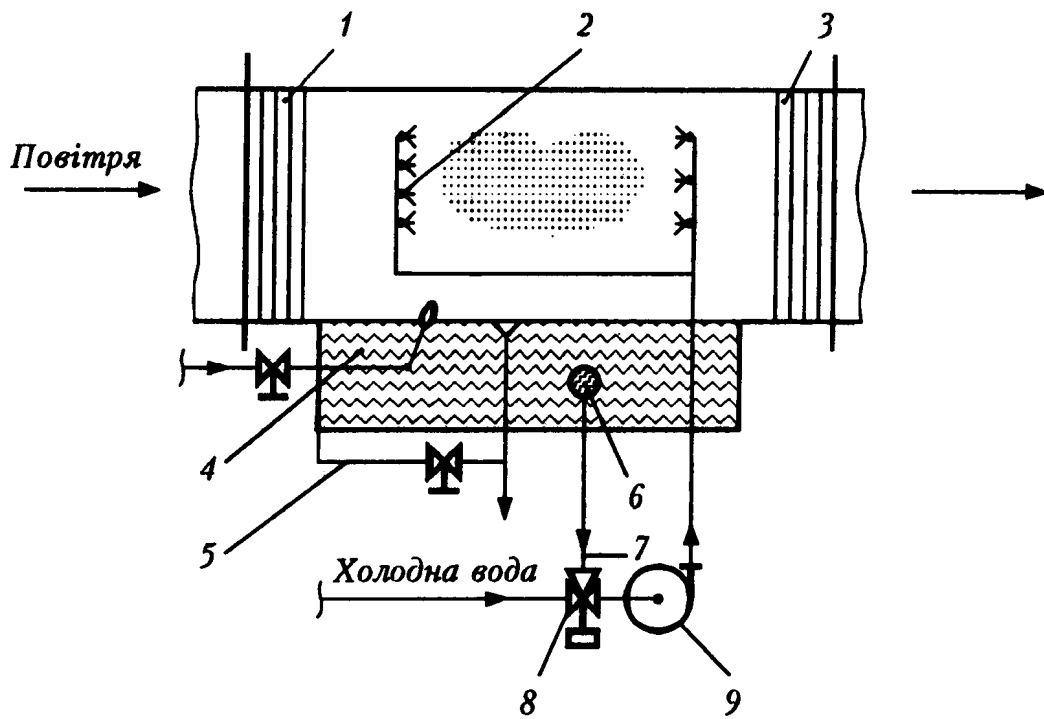
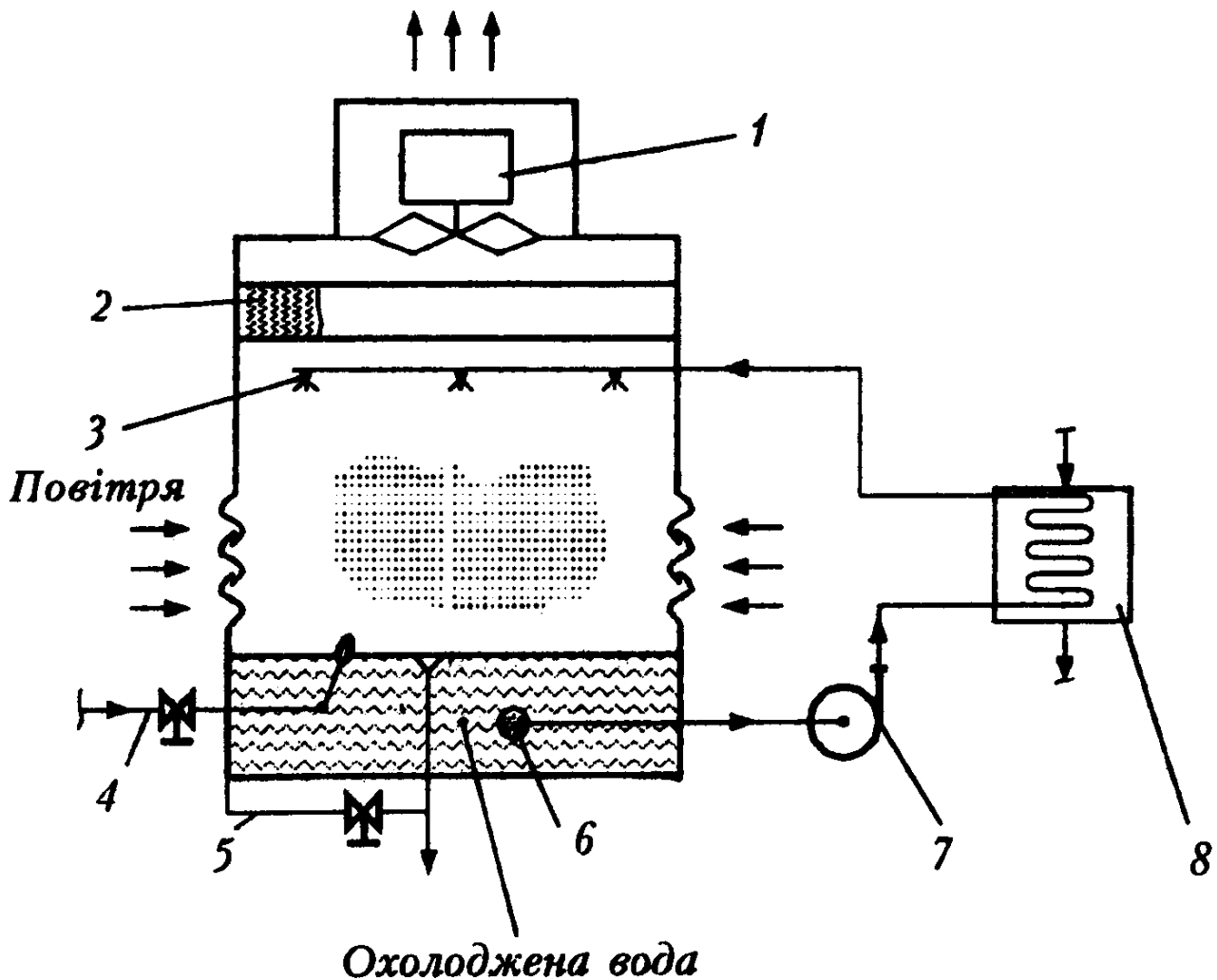


Рис. 5.5 - Використання змішувальних теплообмінників у системах опалення і гарячого водопостачання: З – змішувач прямої та зворотної води для гарячого водопостачання; ЕЗ – ежектор-змішувач (елеватор) для підтримання допустимої температури води в системах опалення; РО – регулятор температури опалюваних приміщень; РТ – регулятор температури гарячої води; ЗК – зворотний клапан; О – опалювальний прилад; К – кран гарячого водорозбору



*Рис. 5.6 - Змішувальний теплообмінник – дворядна горизонтальна камера зрошення:
 1 – вхідні напрямні пластини; 2 – вертикальні стояки труб з форсунками; 3 – пластини
 краплеловників (сепараторів); 4 – трубопровід подавання водопровідної води через ша-
 ровий клапан; 5 – перелив і злив води; 6 – водяний фільтр; 7 – трубопровід рециркуляцій-
 ної води; 8 – триходовий змішувальний клапан; 9 – циркуляційний насос*



*Рис. 5.7 - Змішувальний теплообмінник - вентиляторна градирня
 1 - осьовий вентилятор; 2 - сепаратор; 3 - горизонтальний колектор з форсунками;
 4 - трубопровід подавання водопровідної води через шаровий клапан; 5 - перелив і злив
 води; 6 - водяний фільтр; 7 - циркуляційний насос; 8 - споживач холодної води*

Використання того чи іншого типу теплообмінника в кожному конкретному випадку повинно бути обґрунтоване техніко-економічними розрахунками, оскільки кожний з них має свої переваги і недоліки.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

- 1 Для чого розбризкується рідина у градирнях?
- 2 Перерахуйте принцип дії теплообмінних пристроїв, подайте їх коротку характеристику.
- 3 Чи зростає опір тертя при зростанні швидкості потоку в теплообміннику?
- 4 Чи зростають витрати потужності на відсмоктувач, що прокачує рідину крізь теплообмінник, якщо повний опір тертю в теплообміннику знижується?

Лекція 17

5.2 Тепловий розрахунок теплообмінних апаратів рекуперативного типу.

5.3 Види теплових розрахунків теплообмінників.

Мета: навчитись особливостям теплового та конструктивного розрахунку теплообмінних пристроїв.

5.2 ТЕПЛОВИЙ РОЗРАХУНОК ТЕПЛОБМІННИХ АПАРАТІВ РЕКУПЕРАТИВНОГО ТИПУ

Загальним рівнянням під час розрахунку теплообмінника будь-якого типу є **рівняння теплового балансу**, тобто рівняння збереження енергії. Тепловий потік Q_1 , що йде в теплообміннику від гарячого теплоносія (індекс 1) при його охолодженні від температури $t_{1п}$ до $t_{1к}$, визначається за формулою:

$$Q_1 = G_1 c_1 (t_{1п} - t_{1к}), \quad (5.1)$$

де G_1 – масова витрата гарячого теплоносія, кг/с, c_1 – середня питома теплоємність (при сталому тискові) гарячого теплоносія при середній температурі \bar{t}_1 , Дж/(кг·К).

Деякі відсотки (звичайно 1...10%) Q_1 втрачається в навколишнє середовище через стінки теплообмінника, а основна частина $Q_2 = \eta Q_1$ (ККД теплообмінника $\eta = \chi_1 = 0.95...0.97$ враховує тепловтрати) передається другому теплоносієві (індекс 2). Тепловий потік Q_2 , що надходить до холодного теплоносія, можна розрахувати аналогічно до рівняння (5.1):

$$Q_2 = G_2 c_2 (t_{2к} - t_{2п}) = \eta G_1 c_1 (t_{1п} - t_{1к}), \quad (5.2)$$

де G_2 – масова витрата холодного теплоносія, кг/с; c_2 – середня питома теплоємність (при сталому тискові) холодного теплоносія при середній температурі \bar{t}_2 , Дж/(кг·К); $t_{2к}$ і $t_{2п}$ – відповідно кінцева і початкова температура холодного теплоносія, °С.

Рівняння теплового балансу (5.2) дає змогу знайти один невідомий параметр: або витрату одного з теплоносіїв, або одну з температур. Всі інші параметри повинні бути відомі.

Тонкі стінки трубок рекуперативних теплообмінників (методики розрахунку теплообмінників інших типів можна знайти в спеціальній літературі) практично завжди вважаються плоскими, тому поверхня F , необхідна для передавання теплового потоку Q_2 від гарячого теплоносія до холодного, визначається з наближеного рівняння теплопередачі, згідно з яким

$$Q_2 = KF(t_1 - t_2) = KF\Delta t. \quad (5.3)$$

Під час виведення рівняння теплопередачі припускалось, що температури теплоносіїв t_1 і t_2 сталі. Проте процеси теплопередачі при сталих температурах відбуваються відносно рідко. Такі процеси протікають, наприклад, тоді, коли з одного боку стінки конденсується пара, а з іншого - кипить рідина. Найчастіше теплопередача в промислових теплообмінниках відбувається при змінних температурах теплоносіїв.

Температури теплоносіїв звичайно змінюються вздовж поверхні стінки, що їх розділяє. При цьому температури теплоносіїв можуть лишатись сталими в часі і виражатись залежністю:

$$t = f(F) \quad [t \neq f(\tau)], \quad (5.4)$$

яка характеризує усталені процеси теплообміну.

Теплопередача при змінних температурах теплоносія залежить від взаємного напрямку руху теплоносіїв. У неперервних процесах теплообміну можливі такі варіанти напрямку руху однієї рідини відносно другої вздовж розділяючої їх стінки (рис. 5.8):

1) **прямотечія** або **паралельна течія** (рис. 5.8, а), при якій теплоносії рухаються в одному і тому ж напрямку;

2) **протитечія** (рис. 5.8, б), при якій теплоносії рухаються у протилежних напрямках;

3) **перехресна течія** (рис. 5.8, в), при якій теплоносії рухаються взаємно перпендикулярно;

4) **змішана течія**, при якій один з теплоносіїв рухається в одному напрямку, а інший - як прямотечією, так і протитечією до першого; при цьому розрізняють **просту змішану** течію (рис. 5.8, г) і **багаторазово змішану** течію (рис. 5.8, д).

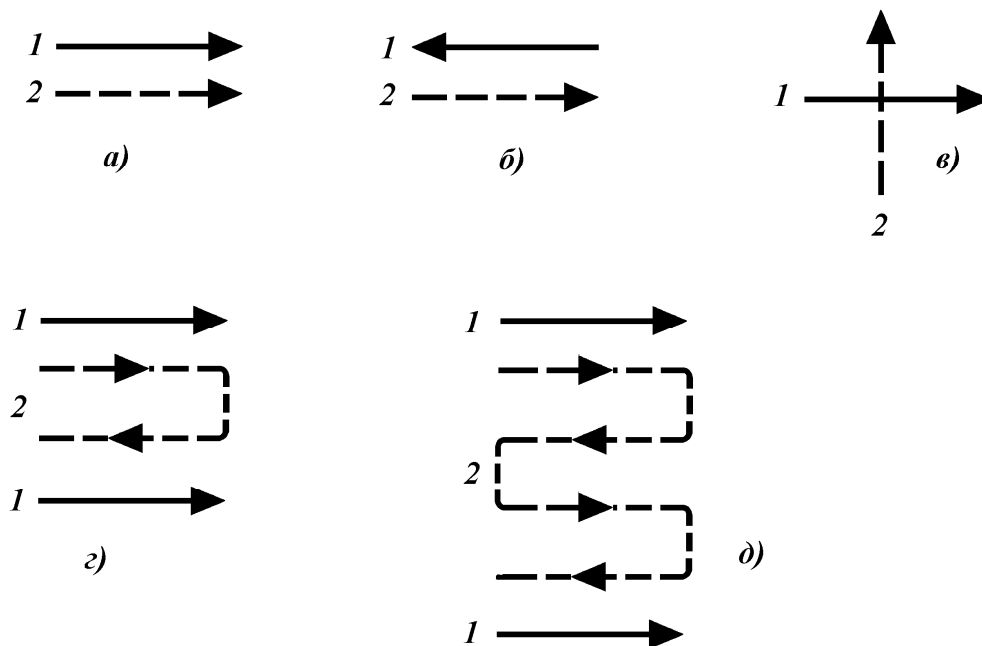


Рис. 5.8 - Схеми руху теплоносіїв у теплообмінниках:

*а - прями́течія; б - протитечія; в - перехресна течія; г - проста змішана течія;
д - багаторазово змішана течія*

Отже, в рівнянні теплопередачі (5.3) під час розрахунку процесів теплопередачі при змінних температурах **середню рушійну силу, тобто середній температурний напір**, необхідно визначати як середньоінтегральну по площі (довжині) теплообмінника різницю температур теплоносіїв $\overline{\Delta t}$, яка залежить від відносного напрямку руху теплоносіїв у неперервних процесах. Отже маємо **рівняння теплопередачі при змінних температурах теплоносіїв:**

$$Q_2 = KF \overline{\Delta t}. \quad (5.5)$$

Визначимо точне значення середнього перепаду температур $\overline{\Delta t}$ при протитечії для простого випадку, коли температура гріючого теплоносія незмінна (рис. 5.9). Через диференційно малу площу теплообмінника dF передається тепловий потік (при $G \cdot c = W = \text{const}$)

$$dQ_2 = K \overline{\Delta t} dF, \quad (5.6)$$

завдяки якому температура нагріваного теплоносія змінюється на dt_2 , а різниця температур теплоносіїв на $d(\Delta t)$, причому при $t_1 = t_{\text{н}} = \text{const}$:

$$dt_2 = -d(\Delta t). \quad (5.7)$$

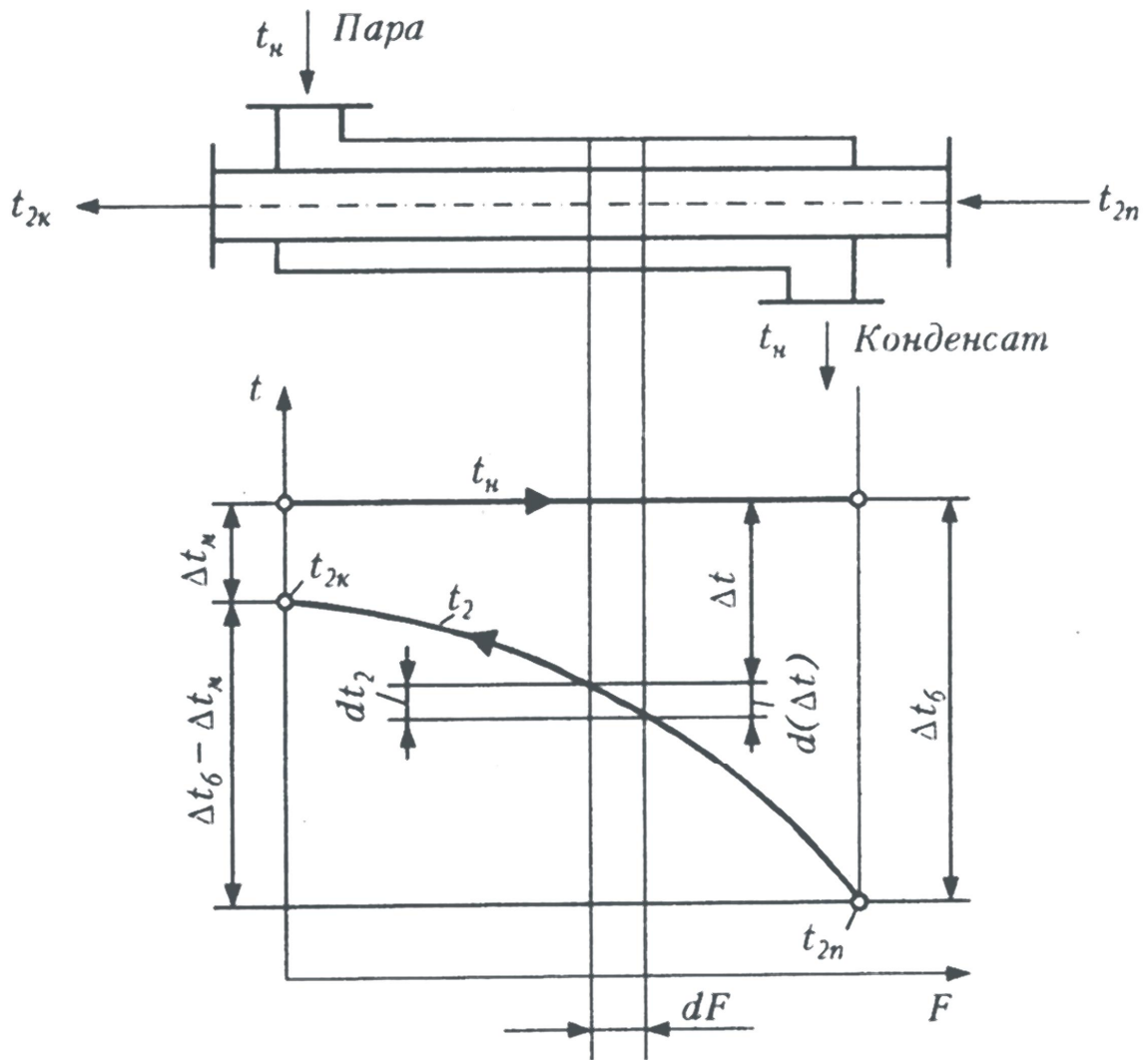


Рис. 5.9 - Розподіл температур теплоносіїв вздовж поверхні теплообмінника, яка нагрівається паром

Тоді

$$dQ_2 = -G_2 c_2 dt_2 = G_2 c_2 d(\Delta t). \quad (5.8)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (5.6) і (5.8), отримаємо:

$$K \Delta t dF = G_2 c_2 d(\Delta t). \quad (5.9)$$

Розділимо змінні і проінтегруємо по F від 0 до F і по Δt від Δt_m до Δt_6 :

$$\int_0^F dF = \frac{G_2 c_2}{K} \int_{\Delta t_m}^{\Delta t_6} \frac{d(\Delta t)}{\Delta t}. \quad (5.10)$$

Звідси

$$F = \frac{G_2 c_2}{K} \ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_m} \quad (5.11)$$

або

$$G_2 c_2 = W_2 = \frac{KF}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_M}}. \quad (5.12)$$

Підставимо отриманий вираз в рівняння теплового балансу (5.2) для теплообмінника загалом:

$$Q_2 = G_2 c_2 (t_{2к} - t_{2п}) = KF \frac{\Delta t_6 - \Delta t_M}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_M}}. \quad (5.13)$$

Порівнюючи вирази (5.13) і (5.5), бачимо, що **середній температурний напір є середньологарифмічним**:

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_M}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_M}}, \quad (5.14)$$

де Δt_6 і Δt_M – відповідно більша і менша різниця температур теплоносіїв на кінцях теплообмінника.

Коли $\Delta t_6 / \Delta t_M \leq 2$, замість *середньологарифмічного* температурного напору користуються **середньоарифметичним** значенням:

$$\overline{\Delta t} = 0.5(\Delta t_6 + \Delta t_M). \quad (5.15)$$

Похибка не буде перевищувати 4 %.

Так само отримують вираз для $\overline{\Delta t}$ і при інших схемах руху теплоносіїв та зміні їх температур, зображених на рис. 5.10. Зверніть увагу, що Δt_6 і Δt_M – це **перепади температур між теплоносіями на кінцях теплообмінника**, тільки в прототечійному теплообміннику значення $\Delta t_6 = \Delta t_п$ завжди дорівнює різниці температур теплоносіїв на вході, $\Delta t_M = \Delta t_к$ – на виході. У протитечійному теплообміннику теплоносії рухаються назустріч один одному і значення Δt на кінцях теплообмінника визначаються за різницею температур на вході і, відповідно, на виході між гарячим і холодним теплоносіями. На якому з кінців значення Δt буде більшим, видно з конкретного розрахунку. Щоб уникнути помилок під час розрахунку значень Δt на кінцях теплообмінника, доцільно завжди рисувати графік зміни температур по довжині теплообмінника, аналогічний наведеним на рис. 5.9, 5.10.

На практиці частіше використовують протитечійні схеми руху, оскільки при однакових температурах вхідних і вихідних теплоносіїв середньологарифмічний температурний напір $\overline{\Delta t}$ при протитечії завжди більший, ніж при прототечії. Згідно з формулою (5.5) це означає, що для передавання одного й того самого теплового потоку Q при протитечійній схемі потрібний теплообмінник меншої площі. Ще одна перевага протитечійного теплообмінника полягає в тому, що холодний теплоносій в ньому можливо нагріти до температури вищої, ніж температура гріючого теплоносія на виході $\Delta t_{2к} > \Delta t_{1к}$ (див. рис. 5.10). У прототечійному теплообміннику цього зробити неможливо, тому що для здійс-

нення процесу теплообміну на виході теплообмінника має бути деяка різниця температур $\Delta t_{2к} = t_{1к} - t_{2к}$.

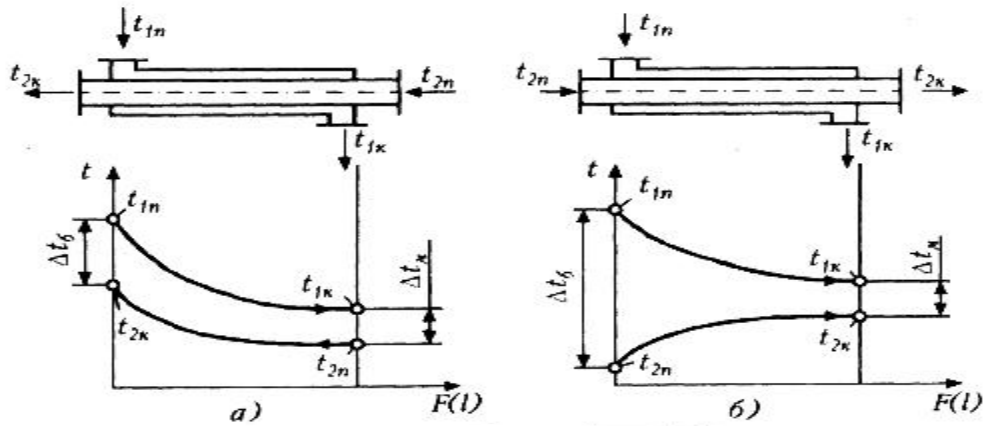


Рис. 5.10 Розподіл температур теплоносіїв вздовж поверхні теплообмінника: а - при протитечії; б - при прямотечії

Крім прямотечійної і протитечійної схем часто зустрічаються перехресна і змішана течії (рис. 5.8). Середня різниця температур при перехресній і змішаній течіях менша, ніж при протитечії, але більша ніж при прямотечії. Під час розрахунку $\overline{\Delta t}$ для складних схем руху теплоносіїв спочатку визначають $\overline{\Delta t}_{\text{прот}}$, припускаючи, що теплообмінник – протитечійний, а після цього вводять поправку $\epsilon_{\Delta t}$, чисельне значення якої беруть для кожного конкретного випадку з довідників ($\epsilon_{\Delta t} < 1$). Отже, для складних схем руху теплоносіїв маємо:

$$\overline{\Delta t} = \overline{\Delta t}_{\text{прот}} \epsilon_{\Delta t}. \quad (5.16)$$

При кількості перехресних ходів більше трьох, наприклад, для широко розповсюджених змійовикових теплообмінників (рис. 5.8, в) схему руху можна вважати чисто протитечійною або чисто прямотечійною.

В більшості критеріальних рівнянь тепловіддачі значення фізико-хімічних констант теплоносія віднесені до його середньої температури, яка визначається у такий спосіб.

Для того теплоносія, в якого температура в теплообміннику змінюється на меншу кількість градусів, середня температура визначається, як середня арифметична між початковою і кінцевою:

$$\overline{t}_1 = 0.5(\Delta t_{1п} + \Delta t_{1к}). \quad (5.17)$$

Для другого теплоносія середню температуру визначають за формулою:

$$\bar{t}_2 = \bar{t}_1 + \Delta t. \quad (5.18)$$

Останнє рівняння справедливе і в тому випадку, коли температура першого теплоносія стала вздовж поверхні теплообміну.

5.3 ВИДИ ТЕПЛОВИХ РОЗРАХУНКІВ ТЕПЛООБМІННИКІВ

Найпростішим є **конструктивний** розрахунок теплообмінника, для якого відомі початкові і кінцеві параметри теплоносіїв та їх витрати і необхідно розрахувати поверхню теплообмінника, тобто фактично сконструювати теплообмінник. Послідовність виконання цього розрахунку така:

- 1 З балансового рівняння (5.2) визначають потужність теплового потоку Q_2 , яку потрібно передати від гарячого теплоносія до холодного.
- 2 Користуючись рекомендаціями спеціальної літератури, задаються швидкостями течії теплоносіїв і конструктивними особливостями теплообмінника (діаметрами труб, прохідними перерізами для теплоносіїв).
- 3 За методикою, викладеною вище, розраховують коефіцієнти тепловіддачі $\bar{\alpha}_1$ і $\bar{\alpha}_2$, а після цього – коефіцієнт теплопередачі K . Для теплообмінників з плоскими або тонкостінними циліндричними стінками коефіцієнт K знаходиться за формулою:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{R_{\alpha 1} + \sum_{i=1}^{i=n} R_{\lambda i} + R_{\alpha 2}}, \quad (5.19)$$

де $R_{\alpha 1}$ та $R_{\alpha 2}$ – опори теплопередачі граничних шарів середовищ, обмінюються теплом, $(\text{м}^2 \cdot \text{К})/\text{Вт}$, $R_{\alpha} = 1/\alpha$;

$R_{\lambda i}$ – опір теплопередачі i -го конструктивного шару стінки, $(\text{м}^2 \cdot \text{К})/\text{Вт}$,
 $R_{\alpha} = \delta/\lambda$.

Для трубчастих теплообмінників у випадку, коли $d_{\text{вн}}/d_{\text{зовн}} > 2$, лінійний коефіцієнт теплопередачі K_l знаходиться з виразу:

$$K_l = \frac{1}{R_{\alpha \text{в}} + \sum_{i=1}^{i=n} R_{\lambda i} + R_{\alpha 3}} = \frac{1}{\frac{1}{\pi d_{\text{вн}} \alpha_{\text{в}}} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{2\pi \lambda_i} \ln \frac{d_{\text{вн}3}}{d_{\text{вн}2}} + \frac{1}{\pi d_{\text{вн}3} \alpha_3}}, \quad (5.20)$$

де $d_{\text{вн}}$ та $d_{\text{вн}3}$ – відповідно внутрішній діаметр внутрішнього шару та зовнішній діаметр зовнішнього шару багат шарової стінки труби з урахуванням відкладень, м;

$\alpha_{\text{в}}$ та α_3 – коефіцієнти тепловіддачі середовищ, що обмінюються теплом у середині та зовні труби, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$;

$d_{\text{вн}2}$ та $d_{\text{вн}3}$ – відповідно внутрішній та зовнішній діаметри i -го шару багат шарової стінки труби (конструктивного або шару відкладень), м.

Для точного визначення коефіцієнтів тепловіддачі $\bar{\alpha}_1$ і $\bar{\alpha}_2$ потрібно знати температури більш нагрітої поверхні стінки $\bar{t}_{\text{ст}1}$ та температури менш нагрітої її поверхні $\bar{t}_{\text{ст}2}$.

Температуру стінки визначають методом послідовних наближень: задаючи довільно цією температурою, визначають $\bar{\alpha}$, розраховують K , а після цього за наведеними нижче формулами, перевіряють збіжність розрахованого значення $\bar{t}_{\text{ст}}$ з попередньо прийнятим; розрахунок повторюють до близької збіжності розрахованого і прийнятого значень $\bar{t}_{\text{ст}}$.

Підставляючи значення $q = Q/F$ з рівняння теплопередачі (5.5) в рівняння для визначення температур стінки (1.21), отримаємо:

$$\bar{t}_{\text{ст}1} = \bar{t}_1 - K\bar{\Delta t}/\bar{\alpha}_1; \quad (5.21)$$

$$\bar{t}_{\text{ст}2} = \bar{t}_2 + K\bar{\Delta t}/\bar{\alpha}_2. \quad (5.22)$$

4 За формулою (5.14) визначають значення $\bar{\Delta t}$.

5 З рівняння теплопередачі (5.5) визначають площу F теплообмінної поверхні теплообмінника.

6 За відомою площею F розраховують довжину і кількість труб теплообмінника.

При **перевірочному** розрахунку відомі конструкція теплообмінника, початкові параметри теплоносіїв та їх витрати. Необхідно розрахувати кінцеві параметри теплоносіїв, тобто перевірити придатність теплообмінника для наявних умов. Складність розрахунку полягає в тому, що вже на самому його початку потрібно знати кінцеві температури теплоносіїв, оскільки вони містяться як в рівнянні теплового балансу, так і в рівнянні теплопередачі. При середніх температурах, які неможливо знайти без знання кінцевих, беруть параметри теплоносіїв з розрахунків коефіцієнтів тепловіддачі.

Одним з методів перевірконого розрахунку є вже згаданий метод послідовних наближень. Для цього задаються кінцевою температурою одного з теплоносіїв, за рівнянням теплового балансу розраховують кінцеву температуру другого і здійснюють конструктивний розрахунок. Якщо отримана площа $F_{\text{потр}}$ не збігається з площею поверхні $F_{\text{д}}$ наявного теплообмінника, то розрахунок здійснюють знову, задаючись іншим значенням температури теплоносія на виході. Значну допомогу у виконанні перевірконого розрахунку може надати ЕОМ, завдяки якій знижується трудомісткість варіантних розрахунків.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЮ

1 Чи вірно, що включення теплообмінника по схемі прямиотечія не може збільшити середній логарифмічний напір у порівнянні зі схемою протитечія?

2 Чи можна обчислити середню по перерізу швидкість потоку, знаючи тільки її об'ємні витрати через переріз та площу перерізу?

3 Напишіть рівняння теплового балансу рекуперативного теплообмінника.

4 Напишіть рівняння теплопередачі рекуперативного теплообмінника.

5 Як визначається середній температурний напір для складних схем руху теплоносіїв (на прикладі рекуперативного теплообмінника з перехресним рухом теплоносіїв)?

6 У чому різниця між проектним та перевірочним тепловими розрахунками рекуперативного теплообмінника?

7 Як обчислюють середньологарифмічний та середньоарифметичний температурні напори за довжиною теплообмінного апарату?

Додаток А

**Таблиця А.1 - Теплофізичні властивості сухого повітря
(при $P_{абс} = 101,3$ кПа)***

t , °C	ρ , кг/м ³	c_p , кДж /кг·К	$\lambda \cdot 10^2$, Вт /м·К	$a \cdot 10^6$, м/с ²	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Pr
-50	1,583	1,013	2,04	12,7	14,9	9,41	0,741
-40	1,515	1,013	2,12	13,8	15,5	10,23	0,741
-30	1,453	1,013	2,20	14,9	16,0	11,01	0,739
-20	1,395	1,009	2,28	16,2	16,5	11,83	0,730
-10	1,342	1,009	2,36	17,4	17,0	12,67	0,728
0	1,293	1,005	2,44	18,8	17,5	13,53	0,720
10	1,247	1,005	2,51	20,1	18,0	14,43	0,718
20	1,205	1,005	2,59	21,4	18,5	15,35	0,717
30	1,165	1,005	2,67	22,9	19,0	16,31	0,712
40	1,128	1,005	2,76	24,3	19,5	17,29	0,712
50	1,093	1,005	2,83	25,7	20,0	18,30	0,712
60	1,060	1,005	2,90	27,2	20,5	19,34	0,712
70	1,029	1,009	2,97	28,7	21,0	20,41	0,711
80	1,000	1,009	3,05	30,2	21,5	21,50	0,711
90	0,672	1,009	3,13	31,9	21,9	22,53	0,706
100	0,946	1,009	3,21	33,6	22,3	23,57	0,701

*З допустимим наближенням даними таблиці можна користуватись і при тисках в декілька разів вищих

Таблиця А.2 - Основні фізичні властивості деяких газів

Назва	Формула	Густина при 0°C і 101,3 кПа, кг/м ³	Молекулярна маса, кг/моль	Питома тепло-та випаровування при 101,3 кПа, кДж/кг	$k = c_p/c_v$	Питома теплоємність при 20°C і 101,3 кПа, кДж/(кг·К)		В'язкість динамічна при 0°C і 101,3 кПа, $\mu \cdot 10^6$, Па·с	Температура кипіння при 101,3 кПа, °C
						c_p	c_v		
Азот	N ₂	1,25	28,0	199,4	1,40	1,05	0,746	17,0	-195,8
Аміак	NH ₃	0,77	17,0	1374,0	1,29	2,22	1,68	9,18	-33,4
Аргон	Ar	1,78	39,9	163,0	1,66	0,53	0,323	20,9	-185,9
Ацетилен	C ₂ H ₂	1,171	26,0	830,0	1,24	1,68	1,36	9,35	-83,7
Бензол	C ₆ H ₆	-	78,1	394,0	1,1	1,25	1,140	7,2	+80,2
Буган	C ₆ H ₁₀	2,673	58,1	387,0	1,08	1,92	1,80	8,1	-0,5
Водень	H ₂	0,0899	2,02	455,0	1,407	14,3	10,140	8,42	-252,8
Гелій	He	0,179	4,0	19,5	1,66	5,28	3,18	18,8	-268,9
Двоокис азоту	NO ₂	-	46,0	712,0	1,31	0,804	0,62	-	+21,2
Двоокис вуглецю	CO ₂	1,98	44,0	574,0	1,30	0,838	0,654	13,7	-78,2
Двоокис сірки	SO ₂	2,93	64,1	394,0	1,25	0,633	0,503	11,7	-10,8
Етан	C ₂ H ₆	1,36	30,0	486,0	1,20	1,73	1,45	8,5	-88,50
Етилен	C ₂ H ₄	1,26	28,1	482,0	1,20	1,53	1,26	9,85	-103,7
Кисень	O ₂	1,429	32	213,0	1,40	0,913	0,654	20,3	-183,0
Метан	CH ₄	0,72	16,0	511,0	1,31	2,23	1,70	10,3	-161,6
Окис вуглецю	CO	1,25	28,0	212,0	1,40	1,05	0,754	16,6	-191,5
Пентан	C ₅ H ₁₂	-	72,2	360,0	1,09	1,72	1,58	8,74	+36,1
Повітря	-	1,293	29,0	197,0	1,40	1,01	0,721	17,3	-195,0
Пропан	C ₃ H ₈	2,02	44,1	427,0	1,13	1,87	1,65	7,95(18°C)	-42,1
Пропілен	C ₃ H ₆	1,91	42,1	440,0	1,17	1,63	1,44	8,35(20°C)	-47,7
Сірководень	H ₂ S	1,54	34,1	549,0	1,30	1,060	0,804	11,66	-60,2
Хлор	Cl ₂	3,22	70,9	306,0	1,36	0,482	0,355	12,9(16°C)	-33,8
Хлористий метил	CH ₃ Cl	2,3	50,5	406,0	1,28	0,742	0,582	6,89	-24,1

Таблиця А.3 - Теплофізичні властивості водяної пари на лінії насичення

$t, ^\circ\text{C}$	$P_{\text{нп}}, \text{кПа}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\lambda \cdot 10^2, \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$a \cdot 10^6, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	Pr
0	0,6111	0,0048	1,864	1,76	1970,6	8,04	1675,0	0,85
10	1,2288	0,0094	1,868	1,82	1033,3	8,45	898,94	0,87
20	2,3398	0,0173	1,874	1,88	581,32	8,85	511,56	0,88
30	4,2445	0,0303	1,883	1,94	339,57	9,26	305,61	0,90
40	7,3746	0,0510	1,894	2,01	208,14	9,66	189,41	0,91
50	12,3274	0,0826	1,907	2,09	133,04	10,00	121,07	0,91
60	19,9035	0,1294	1,924	2,16	86,32	10,50	81,14	0,94
70	31,1449	0,1966	1,944	2,23	58,36	10,90	55,44	0,95
80	47,3737	0,2905	1,969	2,31	40,51	11,30	38,89	0,96
90	70,2285	0,4189	1,999	2,34	27,93	11,70	27,93	1,00
100	101,3	0,587	2,135	2,372	18,88	11,97	20,39	1,08
110	144,2	0,815	2,177	2,489	14,03	12,46	15,29	1,09
120	200,4	1,104	2,206	2,593	10,68	12,85	11,64	1,09
130	273,5	1,469	2,257	2,685	8,12	13,24	9,01	1,11
140	367,3	1,925	2,315	2,791	6,28	13,54	7,03	1,12
150	485,7	2,486	2,395	2,884	4,83	13,93	5,60	1,16

**Таблиця А.4 - Коефіцієнт теплопровідності газів, Вт/(м·К)
(при $P_{\text{абс}} = 101,3 \text{ кПа}$)***

Газ	Температура, $^\circ\text{C}$			
	0	50	100	200
Азот	0,0233	0,0267	0,0314	0,0384
Аміак	0,0209	0,0256	0,0314	-
Водень	0,1628	0,1861	0,2210	0,2559
Водяна пара	0,0163	0,0198	0,0244	0,0326
Двоокис вуглецю	0,0140	0,0186	0,0233	0,0314
Етан	0,0174	0,0233	0,0314	-
Етилен	0,0163	0,0209	0,0267	-
Кисень	0,0244	0,0291	0,0326	0,0407
Метан	0,0302	0,0361	0,065	-
Окис вуглецю	0,0221	0,0244	-	-
Повітря	0,0244	0,0279	0,0326	0,0395

*З допустимим наближенням даними таблиці можна користуватись і при тисках в декілька разів вищих

Таблиця А.5 - Теплофізичні властивості води на лінії насичення

p , кПа	t , °C	ρ , кг/м ³	i , кДж/кг	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\lambda\cdot 10^2$, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$\alpha\cdot 10^6$, м ² /с	$\mu\cdot 10^6$, Па·с	$\nu\cdot 10^6$, м ² /с	$\beta\cdot 10^4$, К ⁻¹	$\sigma\cdot 10^4$, Н/м	Pr
98,1	0	1000	0,0	4,23	0,551	0,130	1792	1,792	-0,63	765	13,8
98,1	10	1000	41,9	4,19	0,575	0,137	1308	1,308	+0,70	742	9,53
98,1	20	998	83,8	4,19	0,599	0,143	1005	1,007	1,82	727	7,03
98,1	30	996	125,4	4,18	0,618	0,148	801	0,804	3,21	712	5,42
98,1	40	992	167,2	4,18	0,634	0,153	656	0,661	3,87	697	4,33
98,1	50	988	209,0	4,18	0,648	0,157	549	0,556	4,49	677	3,54
98,1	60	983	250,8	4,18	0,659	0,161	469	0,477	5,11	662	2,97
98,1	70	978	293,3	4,19	0,668	0,163	406	0,415	5,70	643	2,55
98,1	80	972	335,2	4,19	0,675	0,165	357	0,367	6,32	626	2,22
98,1	90	965	377,1	4,19	0,680	0,168	317	0,328	6,95	607	1,95
101,3	100	958	419,0	4,23	0,683	0,168	284	0,296	7,5	589	1,76
144,2	110	951	461,0	4,23	0,685	0,170	256	0,269	8,0	569	1,58
200,4	120	943	503,0	4,23	0,686	0,172	231	0,245	8,6	549	1,42
273,5	130	935	545,0	4,27	0,686	0,173	212	0,227	9,2	529	1,32
367,3	140	926	587,0	4,27	0,685	0,174	196	0,212	9,7	507	1,22
485,7	150	917	629,0	4,32	0,684	0,173	185	0,202	10,3	487	1,17
633,2	160	907	671,0	4,36	0,683	0,173	174	0,192	10,8	466	1,11
814,9	170	897	713,0	4,40	0,679	0,172	163	0,182	11,5	444	1,06
1036,1	180	887	755,0	4,44	0,675	0,170	153	0,172	12,2	424	1,01

**Таблиця А.6 - Коефіцієнти теплопровідності деяких матеріалів
при 0...100 °С**

Матеріал	Густина (для сипучих матеріалів насипна густина), кг/м ³	Коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·К)
Азбест	600	0,151
Бетон	2300	1,28
Вініпласт	1380	0,163
Дерево (сосна) впоперек волокон	600	0,140...1,163
Дерево (сосна) вздовж волокон	600	0,384
Емаль	2350	0,872...1,163
Іржа (окалина)	-	1,16
Кладка з вогнетривкої цегли	1840	1,05*
Кладка зі звичайної цегли	1700	0,698...0,814
Кладка з ізоляційної цегли	600	0,116...0,209
Корковий дріб'язок	160	0,047
Лід	920	2,33
Литво кам'яне	3000	0,698
Магnezія 85% у порошокy	216	0,070
Накип, водяний камінь	-	1,163...3,49
Пінопласт	30	0,047
Пісок сухий	1500	0,349...0,814
Повсть вовняна	300	0,047
Скло	2500	0,698...0,814
Скляна вата	200	0,035...0,070
Совеліт	450	0,098
Текстоліт	1380	0,244
Тирса дерев'яна	230	0,070...0,093
Торфоплита	220	0,064
Фаоліт	1730	0,419
Фарба масляна	-	0,233
Шлакова вата	250	0,076
Метали		
Алюміній	2700	203,5
Бронза	8000	64,0
Латунь	8500	93,0
Мідь	8800	384,0
Свинець	11400	34,9
Сталь	7850	46,5
Сталь нержавіюча	7900	17,5
Чавун	7500	46,5...93,0

*При температурі 800...1100 °С

Таблиця А.7 - Термодинамічні властивості водяної пари залежно від тиску

Тиск (абсолютний) $p \cdot 10^{-5}$, Па	Температура t , °С	Питомий об'єм v'' , м ³ /кг	Питома ентальпія рідини i' , кДж/кг	Питома ентальпія пари i'' , кДж/кг	Питома теплота пароутворення $r = i'' - i'$, кДж/кг
0,01	6,96	129,31	29,2	2506,5	2477,3
0,02	17,49	67,09	73,3	2527,2	2453
0,03	24,08	45,74	100,9	2539,9	2439,0
0,04	28,97	34,87	121,4	2549,3	2427,9
0,05	32,89	28,26	137,8	2556,9	2419,1
0,06	36,18	23,80	151,6	2563,3	2411,7
0,08	41,54	18,16	174,1	2573,4	2399,3
0,10	45,84	14,73	192,0	2581,4	2389,4
0,12	49,46	12,41	207,2	2588,5	2381,3
0,15	54,01	10,07	226,3	2596,9	2370,6
0,20	60,10	7,693	251,8	2608,5	2356,7
0,30	69,14	5,268	289,7	2624,8	2335,1
0,40	75,89	4,029	318,0	2636,9	2318,9
0,50	81,83	3,273	340,8	2646,4	2305,6
0,60	85,83	2,763	360,1	2654,7	2294,6
0,70	89,92	2,395	376,8	2661,9	2285,1
0,80	93,45	2,116	391,6	2668,2	2276,6
0,9	96,63	1,897	404,9	2673,6	2268,7
1,0	99,53	1,721	417,0	2678,2	2261,2
1,2	104,67	1,454	439,0	2686,5	2247,5
1,4	109,14	1,261	457,7	2694,5	2236,8
1,6	113,11	1,115	474,6	2701,0	2226,4
1,8	116,68	1,000	489,5	2705,9	2216,4
2,0	119,94	0,9075	503,8	2710,9	2207,1
3,0	133,08	0,6252	560,0	2703,3	2170,3
4,0	143,00	0,4804	602,6	2744,2	2141,6
5,0	151,07	0,3918	635,0	2754,3	2119,3
6,0	157,93	0,3317	649,7	2762,5	2112,8
7,0	163,91	0,2883	679,8	2769,3	2089
8,0	169,25	0,2553	7,14,9	2775,2	2060,3
9,0	174,08	0,2295	737,8	2779,7	2041,9
10	178,49	0,2085	757,2	2783,6	2026,4
11	182,57	0,1913	775,2	27868	2011,6

**Таблиця А.8 - Термодинамічні властивості водяної пари
залежно від температури**

Темпе- ратура $t, ^\circ\text{C}$	Тиск (аб- солютний) $p \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	Питомий об'єм $v'',$ $\text{м}^3/\text{кг}$	Питома ентальпія рідини $i',$ кДж/кг	Питома ентальпія пари $i'',$ кДж/кг	Питома теплота пароутворення $r = i'' - i',$ кДж/кг
0	0,0061	206,7	0	2493,1	2493,1
5	0,0087	147,6	21,0	2502,7	2481,7
10	0,0123	106,3	41,9	2512,3	2470,4
15	0,0171	77,8	62,9	2522,4	245,9,5
20	0,0234	57,8	83,8	2532,0	2448,2
25	0,0317	43,42	104,8	2541,7	2436,9
30	0,0424	33,01	125,7	2551,3	2425
35	0,0562	25,31	146,7	2561,0	2414,3
40	0,0737	19,62	167,6	2570,6	2403,0
45	0,0958	15,33	188,5	2579,8	2391,3
50	0,1233	12,10	209,5	2589,5	2380
55	0,1573	9,631	230,5	2598,7	2368,2
60	0,1990	7,729	251,4	2608,3	2356,9
65	0,2499	8,682	272,3	2517,5	2345,2
70	0,3114	5,088	293,3	2626,3	2333,0
75	0,3854	4,171	314,3	2636	2321,7
80	0,4737	3,442	335,2	2644	2308,8
85	0,5786	2,858	356,2	2653	2296,8
90	0,7023	2,387	377,1	2662	2284,9
95	0,8475	2,006	398,1	2671	2272,9
100	1,013	1,701	419,0	2679	2260,0
105	1,214	1,438	440,4	2687	2246,6
110	1,442	1,227	461,3	2696	2234,7
115	1,703	1,052	482,7	2704	2221,3
120	2,004	0,906	504,1	2711	2206,9
125	2,346	0,784	525,4	2718	2192,6
130	2,735	0,681	546,8	2726	2179,2
135	3,176	0,593	568,2	2733	2164,8
140	3,673	0,519	589,5	2740	2150,5
145	4,231	0,456	611,3	2747	2135,7
150	4,854	0,402	632,7	2753	2120,3
160	6,332	0,316	654,1	2765	2110,9
170	8,149	0,251	719,8	2776	2056,2
180	10,361	0,202	763,8	2785	2021,2

Таблиця А.9 - Ступінь чорноти ϵ для деяких матеріалів

Матеріал	ϵ	Матеріал	ϵ
Алюміній	0,05...0,07	Лак	0,8...0,98
Азбест	0,96	Лак алюмінієвий	0,4
Вода	0,93	Мідь	0,57...0,87
Гіпс	0,78...0,9	Свинець	0,28
Дерево стругане	0,9	Скло	0,94
Залізо (сталь)окислене	0,74...0,96	Фарба масляна	0,78...0,96
Залізо оцинковане	0,27	Чавун шорсткий окислений	0,96
Кладка цегляна	0,93	Тиньк (штукатурка)	0,93

Таблиця А.10 - Середнє значення термічного опору теплопровідності забруднень стінки

Матеріал	Термічний опір теплопровідності забруднень стінки $R_{\text{забр}} \cdot 10^4 = \delta_{\text{забр}} / \lambda_{\text{забр}} \cdot 10^4$, $\text{м}^2 \cdot \text{К} / \text{Вт}$
Вода дистильована	0,86
Вода доброї якості	1,7...3,4*
Вода забруднена	5,4...7,2*
Вода очищена	1,7...3,4*
Вода середньої якості	3,4...5,4*
Водяна пара (з вмістом масла)	1,7
Нафтопродукти сирі	8,6
Нафтопродукти чисті, масла, пара холодоагентів	3,4
Органічна пара	0,86
Органічні рідини, рідкі холодоагенти	1,7
Повітря	3,6

*Для води більші значення термічного опору теплопровідності забруднень відповідають вищим температурам

Таблиця А.11 - Коефіцієнти дифузії газів і пари в повітрі (за нормальних умов $T_0 = 0^\circ\text{C} = 273,15\text{ K}$ і $P_0 = 760\text{ мм рт.ст.} = 1,013 \cdot 10^5\text{ Па}$)*

Газ	$D_0 \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	$D_0 \cdot 10^{12}, \text{ м}^2/\text{год}$
Азот	13,2	0,0475
Аміак	17,0	0,0612
Бензол	7,7	0,0277
Водень	61,1	0,22
Водяна пара	21,9	0,0788
Двоокис вуглецю	13,8	0,0497
Двоокис сірки	10,3	0,0371
Діетиловий ефір	7,8	0,0281
Етиловий спирт	10,2	0,0367
Кисень	17,8	0,0641
Метиловий спирт	13,3	0,0479
Сірководень	8,9	0,0320
Сірчаний ангідрид	9,4	0,0338
Хлористий водень	13,0	0,0468

*При інших температурах і тисках: $D = D_0 (P_0/P)(T/T_0)$

Таблиця А.12 - Коефіцієнти дифузії деяких газів у воді при 20°C *

Газ	$D_0 \cdot 10^9, \text{ м}^2/\text{с}$	$D_0 \cdot 10^{12}, \text{ м}^2/\text{год}$
Азот	1,9	6,84
Аміак	1,8	6,48
Водень	5,3	19,08
Двоокис вуглецю	1,8	6,48
Кисень	2,1	7,56
Оксид азоту	1,8	6,48
Сірководень	1,6	5,76
Хлор	1,6	5,76
Хлористий водень (при 12°C)	2,3	8,28

*При інших температурах: $D_t = D_{20} (1 + 0,02(t - 20))$

Таблиця А.13 - Густина твердих матеріалів

Матеріал	Густина, кг/м ³	Насипна густина, кг/м ³	Матеріал	Густина, кг/м ³	Насипна густина, кг/м ³
Азбест	2600	-	Парафін	900	-
Алебастр	2500	-	Пароніт	1200	-
Антрацит	1600	-	Пісок сухий	1500	1250
Апатит	3190	1850	Поташ	2260	-
Бетон	2300	-	Селітра натрієва	2260	1200
Вапняк	2650	1800	Сіль кам'яна	2350	1020
Вініпласт	1380	-	Скло	2500	-
Вугілля деревне	1450	200	Сода кристалічна	1450	800
Вугілля кам'яне	1350	800	Сосна	500	-
Гіпс кристалічний	2240	1300	Текстоліт	1380	-
Глина суха	-	1380	Фаоліт	1730	-
Граніт	2700	-	Фосфорит	-	1600
Гума	1500	-	Цегла звичайна	1500	-
Емаль	2350	-	Цемент	2900	-
Зола	2200	680	Шкіра суха	860	-
Земля суха	1800	1300	Метали		
Каолін	2200	-	Алюміній	2700	-
Каучук	930	-	Латунь	8500	-
Кварц	2650	1500	Мідь катана	8800	-
Кераміка кислото- стійка	2600	-	Свинець	11400	-
Кокс	1300	500	Сталь	7850	-
Колчедан сірчаний	5000	3300	Чавун сірий	7250	-
Корок	240	-	Вогнетриви		
Крейда кускова	2200	1300	Динас	1900	-
Литво кам'яне	3000	-	Магнезит	2900	-
Мармур	2600	-	Шамот	1900	-

Додаток Б

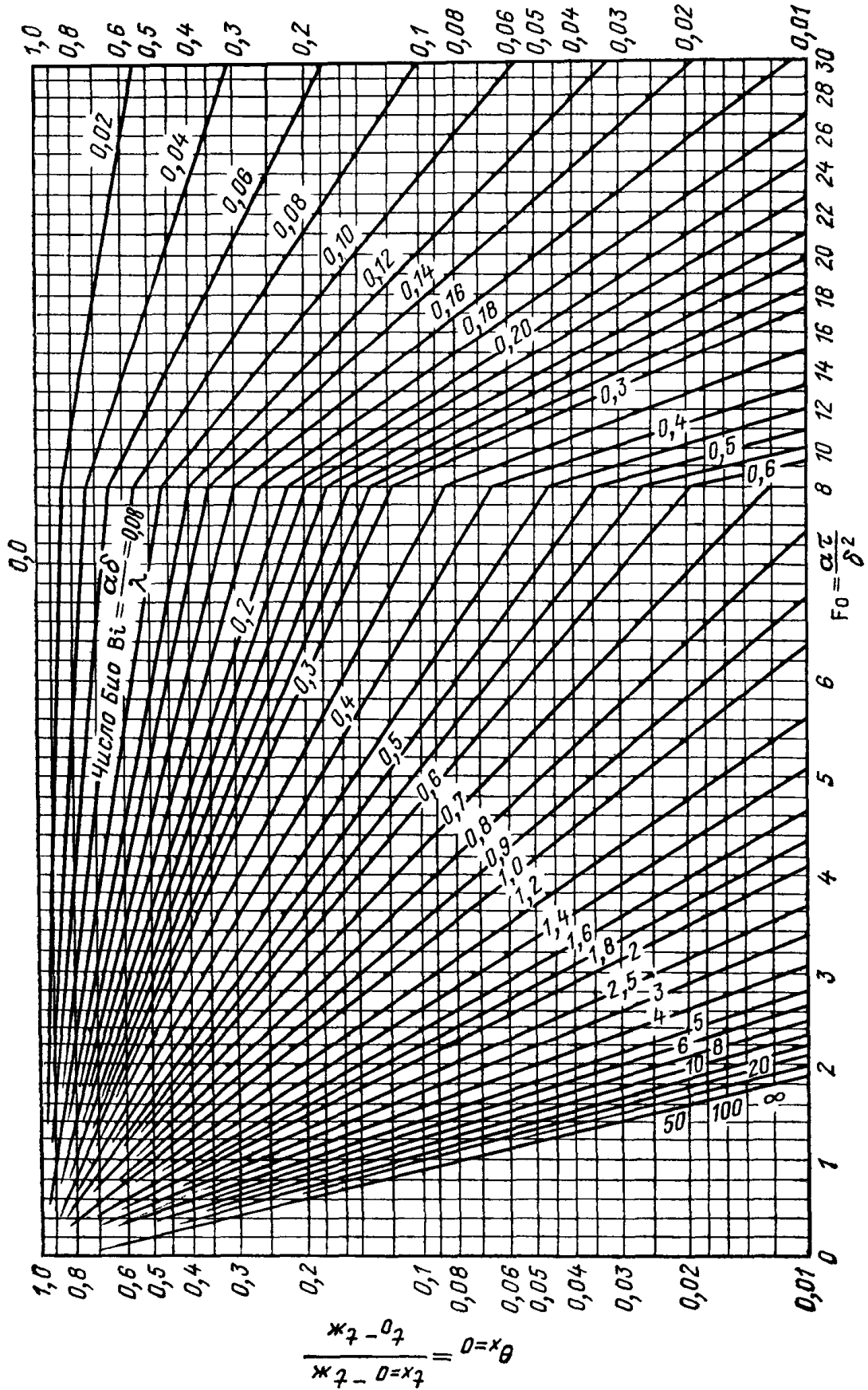


Рисунок Б.1 - Безрозмірна температура θ для середини пластини залежно від Bi та Fo

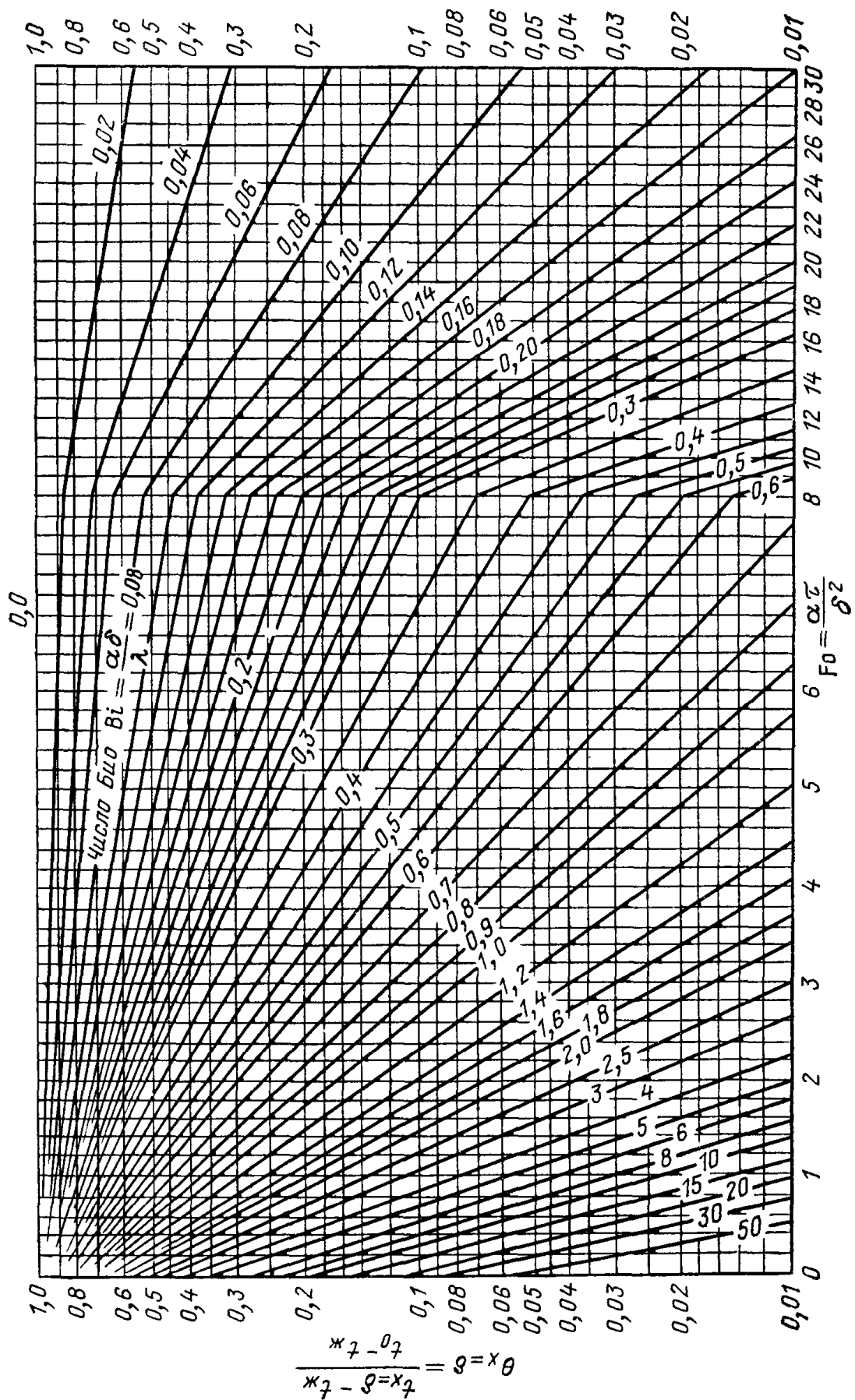


Рисунок Б.2 - Безрозмірна температура θ для поверхні пластини залежно від Bi та Fo

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Авчухов В. В., Паюсте Б. Я. Задачник по процессам тепломас-сообмена. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 144с.
2. Баскаков А.П., Берг Б.В., Витт О.К. и др. Теплотехника. – М.: Энергоиздат, 1982. - 264 с.
3. Исаченко В.П., Осипова В.А, Сукомел А.С. Теплопередача.- М.: Энергия, 1981. - 416 с.
4. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. –М.: Энергия, 1977. - 343 с.
5. Михеев М.А. Основы теплопередачи. – М.: Госэнергоиздат, 1956. - 392 с.
6. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. – М.: Госэнергоиздат, 1961. - 680 с.
7. Баскаков А.П., Берг Б.В., Витт О.К. и др. Теплотехника. – М.: Энергоатомиздат, 1991. - 224 с.
8. Лабай В. Й. Тепломасообмін: Підручник для ВНЗ. – Львів: Тріада Плюс, 1998. - 260 с.
9. Маляренко В.А. Загальна теплотехніка: Навч. посіб. для студ. спец. 2903. «Промислове та будівельне будівництво». –К.: НМК ВО. 1993.
10. Маляренко В.А. Енергетичні установки. Загальний курс: навчальний посібник для студентів технічних вузів/ В.А.Маляренко.- Х.:САГА, 2008-320с
- 11.Збірник задач з технічної термодинаміки та теплообміну : навчальний посібник для виш.техн.навч.закл./С.М.Константинов; НТУ КПІ.-К.:Освіта України,2009.-543.
- 12.Дульнев Т.Н. Применение ЭВМ для решения задач теплообмена: Уч. пос. для теплофиз. и теплоэнергетич. спец. вузов. –М.: Высш. шк. 1990.
- 13.Брюханов, О. Н. Тепломассообмен: учебное пособие / О. Н. Брюханов, С. Н. Шевченко. – М.: АСВ, 2005. – 460 с.
- 14.Нащекин, В. В. Техническая термодинамика и теплопередача: учеб. пособие / В. В. Нашекин. – 4-е изд., стер. – М.: Аз-бук, 2008. – 469 с.
15. Мирам, А. О. Техническая термодинамика. Тепломассообмен / А. О. Мирам, В. А. Павленко. – М.: АСВ, 2011. – 352 с.
- 16.Кудинов, А. А. Тепломассообмен: учебное пособие для вузов / А. А. Кудинов – М.: ИНФРА-М, 2012. – 374 с. 204
- 17.Жуховицкий, Д. Л. Сборник задач по теплопередаче: учебное пособие / Д. Л. Жуховицкий. – Ульяновск: УлГТУ, 1998. – 82 с.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	3
Тема 1 ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ.....	4
Лекція 1.....	4
1.1 ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ та ВИЗНАЧЕННЯ.....	4
1.2 КІЛЬКІСНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ.....	5
1.3 ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ.....	6
1.4 КРАЙОВІ УМОВИ.....	7
Лекція 2.....	10
1.5 ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ ТЕПЛОПРОВІДНІСТЮ ПРИ СТАЦІОНАРНОМУ РЕЖИМІ.....	10
1.5.1 ОДНОРІДНА ПЛОСКА СТІНКА.....	10
1.5.2 БАГАТОШАРОВА ПЛОСКА СТІНКА.....	11
Лекція 3.....	12
1.5.3 ОДНОРІДНА ЦИЛІНДРИЧНА СТІНКА.....	12
1.5.4 БАГАТОШАРОВА ЦИЛІНДРИЧНА СТІНКА.....	12
1.5.5 КРИТИЧНИЙ ДІАМЕТР ІЗОЛЯЦІЇ.....	12
Лекція 4.....	14
1.6 ТЕПЛООБМІН РЕБРИСТИХ ПОВЕРХОНЬ.....	14
Лекція 5.....	16
1.7 НЕСТАЦІОНАРНА ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ.....	16
1.7.1 НЕОБМЕЖЕНА ПЛАСТИНА ТОВЩИНОЮ 2δ	17
1.7.2 НЕСКІНЧЕННО ДОВГИЙ ЦИЛІНДР РАДІУСОМ r_0	17
Тема 2 КОНВЕКТИВНИЙ ТЕПЛООБМІН (тепловіддача).....	19
Лекція 6.....	19
2.1 ОСНОВНИЙ ЗАКОН КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМІНУ НЬЮТОНА-РІХМАНА.....	19
2.2 ПОНЯТТЯ ПРО ВІЛЬНУ І ВИМУШЕНУ КОНВЕКЦІЇ.....	20
2.3 ЛАМІНАРНИЙ І ТУРБУЛЕНТНИЙ РЕЖИМ ТЕЧІЇ. ФІЗИЧНА СУТЬ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА.....	21
2.4 ПОНЯТТЯ ПРО ГІДРОДИНАМІЧНИЙ І ТЕПЛОВИЙ ПРИГРАНИЧНІ ШАРИ.....	22
2.5 СИСТЕМА ДИФЕРЕНЦІЙНИХ РІВНЯНЬ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМІНУ.....	23
2.5.1 РІВНЯННЯ ТЕПЛООБМІНУ.....	23
Лекція 7.....	25
2.6 ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ТЕОРІЇ ПОДІБНОСТІ.....	25
2.6.1 ПОНЯТТЯ ПРО ПОДІБНІ ЯВИЩА.....	25
2.6.2 ЧИСЛА (КРИТЕРІЇ) ПОДІБНОСТІ.....	26
2.6.3 РІВНЯННЯ ПОДІБНОСТІ.....	27
2.7 РОЗРАХУНКОВІ ЗАЛЕЖНОСТІ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕПЛОВІДДАЧІ.....	28
2.7.1 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ВІЛЬНОЇ (ПРИРОДНОЇ) КОНВЕКЦІЇ.....	28

2.7.1.1 Вільна конвекція в необмеженому просторі	28
2.7.1.2 Вільна конвекція в замкнутому обмеженому просторі	30
Лекція 8.....	31
2.7.2 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ВИМУШЕНОГО РУХУ ТЕПЛОНОСІЯ.....	31
2.7.2.1 Тепловіддача під час повздовжнього обтікання пластин	31
2.7.2.2 Тепловіддача під час течії рідини (газу) в прямих трубах, каналах та змійовиках (див. рис. 2.3)	33
2.7.2.3 Тепловіддача під час течії рідини в кільцевому каналі теплообмінника типу "труба в трубі"	35
2.7.2.4 Тепловіддача під час течії рідини в міжтрубному просторі пучка гладких труб кожухотрубного теплообмінника.....	35
2.7.2.5 Тепловіддача під час обтікання пучка труб з поперечними ребрами	37
Лекція 9.....	39
2.8 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ЗМІНИ АГРЕГАТНОГО СТАНУ РЕЧОВИНИ	39
2.8.1 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС КИПІННЯ.....	39
2.8.1.1 Розрахункові залежності для визначення коефіцієнта тепловіддачі під час бульбашкового режиму кипіння	39
2.8.2 ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС КОНДЕНСАЦІЇ ПАРИ	41
2.8.2.1 Плівкова і краплинна конденсація	41
2.8.2.2 Розрахункові залежності для визначення коефіцієнтів тепловіддачі під час ламінарної течії плівки конденсату.....	41
2.8.2.3 Конденсація пари на вертикальній поверхні.....	43
2.8.2.4 Конденсація пари на горизонтальній поверхні	43
2.8.2.5 Особливості конденсації потоку пари	44
2.8.2.6 Конденсація парогазових сумішей	44
Тема 3 КОНВЕКТИВНИЙ МАСООБМІН	43
Лекція 10.....	43
3.1 ПЕРШИЙ ЗАКОН МОЛЕКУЛЯРНОЇ ДИФУЗІЇ ФІКА	46
3.2 КОЕФІЦІЄНТ МОЛЕКУЛЯРНОЇ ДИФУЗІЇ.....	47
3.3 ОСНОВНИЙ ЗАКОН КОНВЕКТИВНОЇ МАСОВІДДАЧІ	48
3.4 КОЕФІЦІЄНТ МАСОВІДДАЧІ ТА ОСНОВНІ ФАКТОРИ, ЯКІ ВПЛИВАЮТЬ НА НЬОГО	49
3.5 ПОНЯТТЯ ПРО ДИФУЗІЙНИЙ ПРИГРАНИЧНИЙ ШАР	50
Лекція 11.....	51
3.6 ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ КОНВЕКТИВНОГО МАСООБМІНУ В РУХОМОМУ СЕРЕДОВИЩІ.....	51
3.7 ПОДІБНІСТЬ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ МАСИ	52
3.8 АНАЛОГІЯ МІЖ ПЕРЕНЕСЕННЯМ МАСИ І ТЕПЛОТИ	54
Тема 4 ПРОМЕНЕВИЙ ТЕПЛООБМІН	56
Лекція 12.....	56
4.1 ОПИСАННЯ ПРОЦЕСУ І ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ.....	56

4.2 ОСНОВНІ ЗАКОНИ ПРОМЕНЕВОГО ТЕПЛООБМІНУ	58
4.2.1 Закон Планка.....	58
4.2.2 Закон Віна	59
4.2.3 Закон Стефана-Больцмана	59
4.2.4 Закон Кірхгофа	60
4.2.5 Закон Ламберта.....	62
Лекція 13.....	64
4.3 ТЕПЛООБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ СИСТЕМИ З ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНИМИ ПОВЕРХНЯМИ В ПРОЗОРМУ СЕРЕДОВИЩІ ТІЛ	64
Лекція 14.....	65
4.4 ВИКОРИСТАННЯ ЕКРАНІВ ДЛЯ ЗАХИСТУ ВІД ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	65
4.5 ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАЗІВ	65
Лекція 15.....	67
4.6 СКЛАДНИЙ ТЕПЛООБМІН ЯК СУКУПНА ОДНОЧАСНА ДІЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ, КОНВЕКЦІЇ та ВИПРОМІНЮВАННЯ	68
Тема 5 ОСНОВИ ТЕПЛОВОГО РОЗРАХУНКУ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ	70
Лекція 16.....	70
5.1 ТИПИ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ.....	70
5.1.1 Рекуперативні теплообмінні апарати	70
5.1.2 Регенеративні теплообмінні апарати.....	71
5.1.3 Змішувальні теплообмінні апарати	73
Лекція 17.....	76
5.2 ТЕПЛОВИЙ РОЗРАХУНОК ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ РЕКУПЕРАТИВНОГО ТИПУ	76
5.3 ВИДИ ТЕПЛОВИХ РОЗРАХУНКІВ ТЕПЛООБМІННИКІВ.....	82
Додаток А	85
Додаток Б.....	95
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	97

Навчальне видання

**БАСОВА Наталія Михайлівна
ДЯЧЕНКО Сергій Володимирович
РОМАНТОВСЬКИЙ В'ячеслав Ігорович**

**ТЕПЛОМАСООБМІН
ТЕКСТИ ЛЕКЦІЙ**

Відповідальний за випуск О.Ф.Редько

Редактор Л.І. Христенко

План 2020 р., поз.5
Підп. до друку. 27.05.2019
Надруковано на ризографі
Тираж 50 екз

Формат 60x84 1/16
Обл.–вид.арк. 4,5
Умов-друк. арк. 4,7
Зам. №. 5759

Бумага друк.№2.
Безкоштовно.

ХНУБА, 61002, Харків, вул. Сумська, 40

Підготовлено і надруковано РВВ Харківського національного
університету будівництва та архітектури