

РОЗДІЛ 7

ТЕПЛОВІ ПРОЦЕСИ

7.1. Основні поняття

Теплові процеси широко використовуються в природоохоронних технологіях під час опріснення, очищення стічних вод, конденсації пари. Процеси перенесення теплоти часто супроводжують дифузійні, хімічні, біохімічні процеси й визначають швидкість перебігу процесу. Наприклад, процеси біологічного очищення стічних вод відбуваються за певних температурних режимів, зумовлених видом мікроорганізмів. Підвищення або зниження температури середовища призводить до пригнічення росту мікроорганізмів й уповільнення швидкості очищення.

У процесах перенесення теплоти розрізняють тепловіддачу й теплопередачу.

Перенесення теплоти від стінки до рідкого (газового) середовища або у зворотному напрямку називається *тепловіддачею*.

Під *теплопередачею* розуміють процес передачі теплоти від одного теплоносія до іншого через роздільну стінку або поверхню поділу фаз.

Під час вивчення теплових процесів розглядають температуру в усьому заданому об'ємі, що може відрізнятися як у часі, так і в просторі. Тому мають на увазі не температуру, а температурне поле.

Сукупність значень температури в усіх точках досліджуваного простору в даний момент часу називається *температурним полем*. Аналітично температурне поле можна подати у вигляді функції температури від координат точок простору й часу. Якщо із часом температурне поле не змінюється, воно називається *стаціонарним* $T = f(x, y, z)$, якщо змінюється – *нестационарним* $T = f(x, y, z, \tau)$.

Поверхня, в усіх точках якої температура однакова, називається *ізотермічною*. У площині перерізу тіла ізотермічні поверхні залишають сліди у вигляді ліній однакових температур – *ізотерм*.

Температурний градієнт $grad T$ – це вектор, спрямований по нормалі до ізотермічної поверхні (у напрямку підвищення температури), яка має довжину, що дорівнює похідній за цим напрямком:

$$grad T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{k} = \nabla T. \quad (7.1)$$

Температурний градієнт можна подати як похідну температури по нормалі до ізотермічної поверхні:

$$grad T = \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (7.2)$$

Напрямок вектора температурного градієнта відповідає підвищенню температури. Потік теплоти може виникнути лише за умови, якщо градієнт не дорівнює нулю.

Тепловим потоком Q називається кількість теплоти, що проходить через довільну поверхню площею F за одиницю часу.

Густина теплового потоку q – це відношення теплового потоку ΔQ , що проходить через елементарну площинку, до площі ΔF :

$$q = \frac{\Delta Q}{\Delta F}. \quad (7.3)$$

Вектор густини теплового потоку \vec{q} – це вектор, проекція якого на даний напрямок є густиною теплового потоку, що проходить через елементарну площинку, перпендикулярну до цього напрямку.

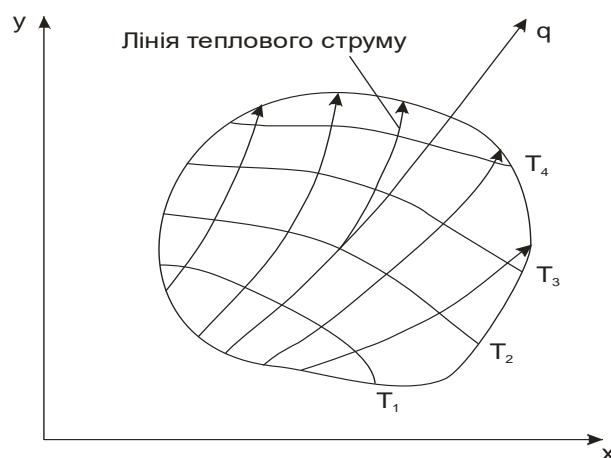


Рисунок 7.1 – Ізотерми та лінії теплового струму

У напрямку вектора \vec{q} інтенсивність перенесення теплоти максимальна, а в перпендикулярному напрямку потоку теплоти немає. Поширення теплоти можна зобразити у вигляді ліній теплового струму, у кожній точці яких вектор густини теплового потоку перпендикулярний до ізотермічної поверхні (рис. 7.1).

7.2. Передача теплоти теплопровідністю

Процес передачі теплоти теплопровідністю описується диференціальним рівнянням Фур'є (2.72):

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right).$$

Передача теплоти через плоску стінку. Розглянемо стаціонарне перенесення теплоти через плоску стінку (рис. 7.2), товщина якої δ набагато менша за ширину b і висоту h . Теплопровідність c і густина матеріалу стінки ρ сталі в усьому розглянутому об'ємі:

$$c = \text{const}, \rho = \text{const}.$$

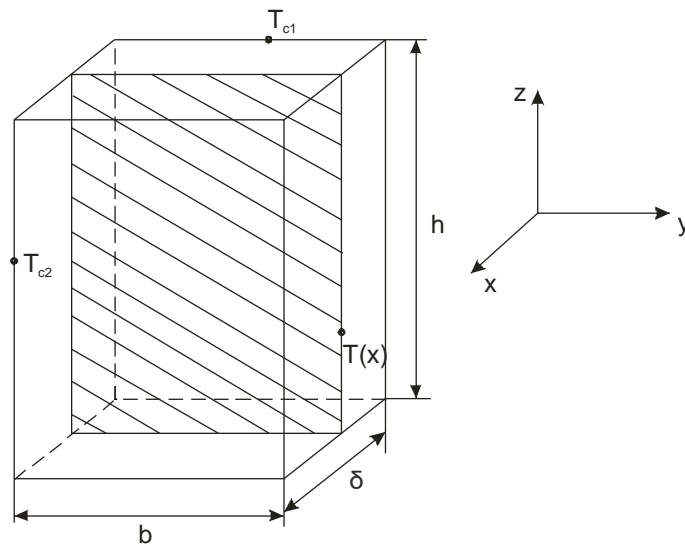


Рисунок 7.2 – Передача теплоти через плоску стінку

Джерела теплоти в стінці відсутні ($q_{it} = 0$). Теплопровідність стінки λ . Припустимо, що температури двох поверхонь стінки сталі: $T_{c1} = \text{const}$ і $T_{c2} = \text{const}$. При цьому ізотермічні поверхні в стінці становитимуть собою площини-

ни, перпендикулярні до осі x . Таким чином, у нашому випадку $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$, $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ і

$\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$. З урахуванням усіх припущень рівняння теплопровідності набирає ви-

гляду

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} = 0. \quad (7.4)$$

Шукана функція $T = T(x)$ повинна задовольняти рівняння (7.4) і граничні умови першого роду:

$$T(x)|_{x=0} = T_{c1}; \quad T(x)|_{x=\delta} = T_{c2}. \quad (7.5)$$

Припустимо, що стінка має сталу теплопровідність $\lambda = const$. Інтегруючи рівняння (7.4), одержимо $T = C_1 x + C_2$. Визначивши сталі інтегрування за допомогою граничних умов, одержимо

$$T = T_{c1} + \frac{T_{c2} - T_{c1}}{\delta} x. \quad (7.6)$$

Отже, якщо $\lambda = const$, температура плоскої стінки змінюється за лінійним законом.

Густина теплового потоку, що проходить через плоску стінку, визначаємо за формулою

$$q = \frac{T_{c1} - T_{c2}}{\delta} \cdot \frac{1}{\lambda}, \quad (7.7)$$

Величина $\frac{\delta}{\lambda} = R$ називається **термічним опором**.

Таким чином, густина теплового потоку, що проходить через плоску стінку, прямо пропорційна різниці температур її поверхонь і обернено пропорційна термічному опору.

У багатошаровій стінці загальний термічний опір дорівнюватиме сумі термічних опорів шарів:

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}. \quad (7.8)$$

Густина теплового потоку, що проходить через багат шарову стінку (рис. 7.3), дорівнюватиме

$$q = \frac{T_{c1} - T_{c2}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \quad (7.9)$$

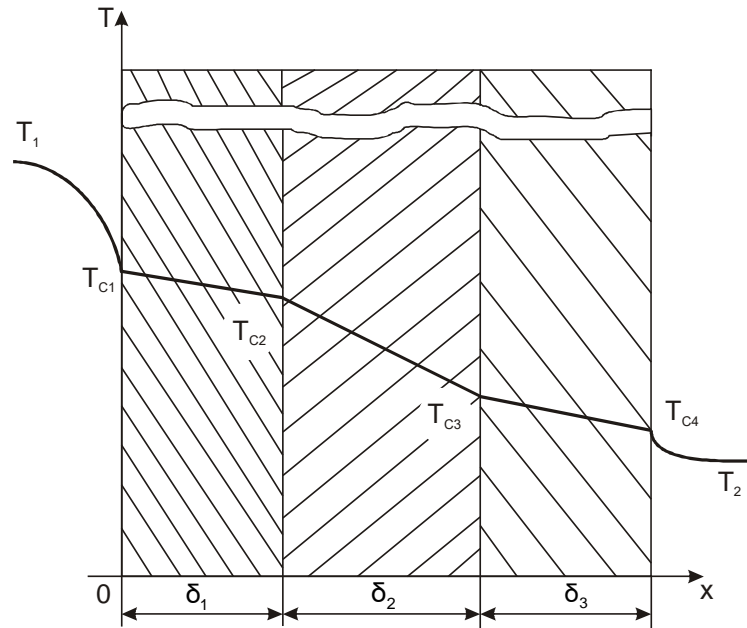


Рисунок 7.3 – Розподіл температур у плоскій багат шаровій стінці

Інтегруючи рівняння теплопровідності при граничних умовах першого

$T(x)|_{x=0} = T_{c1}$ і другого родів $-\lambda \frac{dT}{dx}|_{x=0} = q_c$, одержимо рівняння поля температур

у стінці:

$$T(x) = T_{c1} - q_c \frac{x}{\lambda}. \quad (7.10)$$

Тоді температури на поверхнях поділу окремих шарів багат шарової стінки дорівнюватимуть

$$\left. \begin{aligned}
 T_{c2} &= T_{c1} - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} = T_{c1} - qR_{c1} \\
 T_{c3} &= T_{c2} - q \frac{\delta_2}{\lambda_2} = T_{c1} - q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right) = T_{c1} - q(R_{c1} + R_{c2}) \\
 &\dots\dots\dots \\
 T_{c(n+1)} &= T_{c1} - q \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} = T_{c1} - q \sum_{i=1}^n R_{ci}
 \end{aligned} \right\} \quad (7.11)$$

Отже, у межах одного шару температура змінюється за лінійним законом, а для багат шарової стінки графік зміни температури – ламана лінія.

Передача теплоти через циліндричну стінку. Розглянемо процес передачі теплоти крізь стінку труби, шар ізоляції на трубі й т. п. (рис. 7.4).

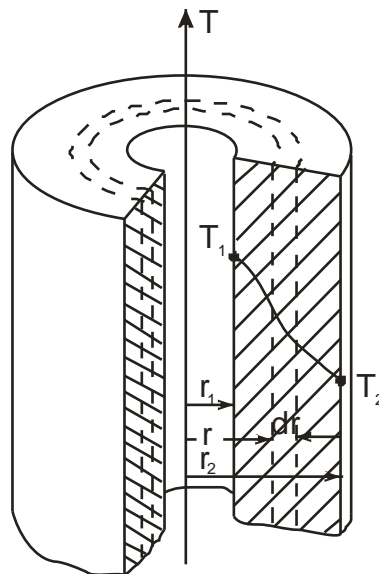


Рисунок 7.4 – Передача теплоти через циліндричну стінку

Особливістю теплопровідності через циліндричну стінку є те, що площі зовнішньої і внутрішньої поверхонь труби будуть неоднакові, що не дозволяє застосувати рівняння (7.9).

Виділимо в стінці труби елементарний кільцевий шар радіусом r , товщиною dr . Тоді поверхня виділеного шару за довжини труби l дорівнюватиме $F = 2\pi rl$.

Граничні умови першого роду

$$\left. \begin{aligned} r = r_1, \quad T = T_{c1} \\ r = r_2, \quad T = T_{c2} \end{aligned} \right\} \quad (7.12)$$

Із рівняння Фур'є кількість теплоти, що проходить через виділений шар за одиницю часу, дорівнюватиме

$$Q = -\lambda F \frac{dT}{dr} = -2\lambda\pi r l \frac{dT}{dr}. \quad (7.13)$$

Поділивши змінні, проінтегруємо це рівняння за температурою в межах від T_{c1} до T_{c2} , а за товщиною стінки від r_1 до r_2 :

$$\int_{T_{c1}}^{T_{c2}} dT = -\frac{Q}{2\lambda\pi l} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r}.$$

Після інтегрування і заміни r на d одержимо рівняння теплопровідності для циліндричної стінки при сталому процесі теплообміну:

$$Q = \frac{2\pi\lambda l}{\ln\left(\frac{d_2}{d_1}\right)} (T_{c1} - T_{c2}). \quad (7.14)$$

Таким чином, за товщиною циліндричної стінки температура змінюється за логарифмічним законом.

Для багат шарової циліндричної стінки, що має n шарів діаметром від d_1 до d_{i+1} , рівняння (7.14) має вигляд

$$Q = \frac{\pi l}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln\left(\frac{d_{i+1}}{d_i}\right)} (T_{c1} - T_{c2}). \quad (7.15)$$

7.3. Конвективний теплообмін

У рідкому і газоподібному середовищах перенесення теплоти здебільшого здійснюється шляхом конвекції частинок. Течія рідини з температурою T_p біля стінки, що має температуру T_c (рис. 7.5), супроводжується теплообміном одночасно шляхом конвекції й теплопровідності. Теплопровідність рідин, особливо в газоподібній формі, порівняно мала, і в процесі передачі теплоти під час контакту рідини зі стінкою більшою мірою переважає конвекція. Розглянутий

теплообмін називається *тепловіддачею*.

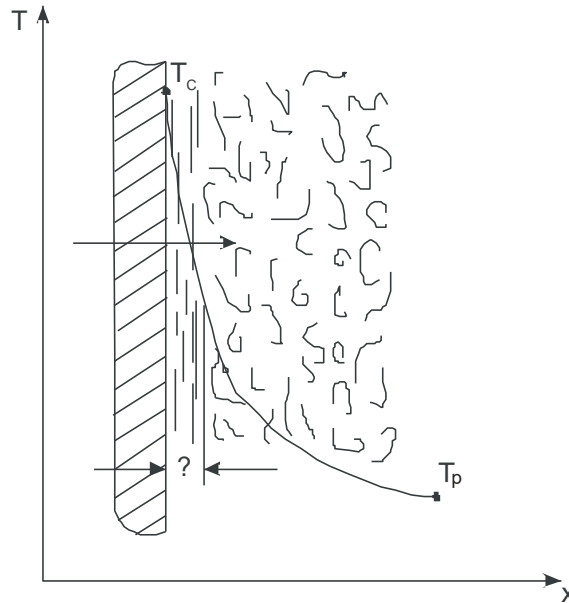


Рисунок 7.5 – Конвективна передача теплоти (T , T_c , T_p , x , δ)

Тепловіддача є складним процесом, що залежить від низки факторів: властивостей рідини, гідродинаміки потоку, шорсткості стінок, форми апарата тощо. Інтенсивність теплообміну визначається також товщиною теплового граничного шару біля стінки, у якому передача теплоти здійснюється переважно теплопровідністю. Тепловий граничний шар подібний до гідродинамічного граничного шару, але відрізняється від нього за товщиною. У тепловому граничному шарі виділяють тепловий граничний прошарок, у якому вплив турбулентних пульсацій стає малим, яким можна знехтувати. Інтенсивність перенесення теплоти в ньому визначається коефіцієнтом температуропровідності a .

Описуючи тепловіддачу, використовують граничні умови третього роду – на межі тіл.

Кількість теплоти, перенесеної шляхом тепловіддачі, визначають за законом Ньютона:

$$Q = \alpha F \tau (T_c - T_p),$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі, що показує, яка кількість теплоти передається від 1 м^2 поверхні впродовж 1 с за різниці температур між стінкою і рі-

диною в 1 К.

Одиниці вимірювання $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$.

У загальному випадку можна записати, що

$$\alpha = f(w, \mu, \rho, c, \lambda, d, L, \varepsilon). \quad (7.16)$$

Визначення залежності коефіцієнта тепловіддачі α від факторів, що впливають на нього, і є основним завданням конвективного теплообміну (тепловіддачі). Як правило, найбільш надійні залежності такого роду одержують унаслідок відповідних експериментальних досліджень. При цьому одержані обробкою дослідних даних кореляційні співвідношення найчастіше подають у формі зв'язку між критеріями подібності.

7.4. Перетворення рівнянь Фур'є – Кірхгофа. Теплова подібність

Температурне поле в рідині, що рухається, залежить від швидкості рідини, тому рівняння конвективного теплообміну Фур'є – Кірхгофа розв'язують разом із системою рівнянь Нав'є – Стокса. Такі розв'язки одержані для обмеженого ряду ламінарних течій. Для інтенсифікації процесів теплообміну процеси проводять у турбулентному режимі. Для розв'язання таких задач знову доводиться звертатися до методів теорії подібності.

Перепишемо в розгорненому вигляді рівняння Фур'є – Кірхгофа:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{\partial T}{\partial x} w_x + \frac{\partial T}{\partial y} w_y + \frac{\partial T}{\partial z} w_z = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (7.17)$$

Виконуючи подібні перетворення, одержимо

$$\frac{T}{\tau} + \frac{T}{l} w = \frac{aT}{l^2}. \quad (7.18)$$

Поділивши перший член правої частини на ліву частину й замінивши одержану величину на обернену, матимемо критерій Фур'є, що характеризує подібність несталих процесів теплообміну:

$$Fo = \frac{a\tau}{l^2}. \quad (7.19)$$

Поділивши другий компонент лівої частини на праву частину й виконавши скорочення, одержимо

$$\frac{wl}{a} = Pe. \quad (7.20)$$

Одержаний комплекс називається **критерієм Пекле**. Він характеризує співвідношення потоків теплоти, що переноситься конвекцією і теплопровідністю під час конвективного теплообміну.

Поділимо останню величину в правій частині (7.18) на передостанню:

$$\frac{w\tau}{l} = Po. \quad (7.21)$$

Одержаний комплекс називається **критерієм Померанцева** і частіше використовується в такому записі:

$$Po = \frac{ql^2}{\lambda(T_{сер} - T_0)}. \quad (7.22)$$

Критерій Померанцева характеризує співвідношення потужності теплового джерела до кількості теплоти, що переноситься теплопровідністю.

Із рівнянь Фур'є – Кірхгофа випливає функціональний зв'язок

$$f(Fo, Ho, Pe, Po) = 0. \quad (7.23)$$

З урахуванням рівняння Нав'є – Стокса цей запис розширюється:

$$f(Fo, Ho, Pe, Po, Re, Fr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n) = 0, \quad (7.24)$$

де $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n$ – симплекси геометричної подібності.

Однак і цим не вичерпується ряд критеріїв. Як правило, метою розрахунків процесів теплообміну є визначення коефіцієнта тепловіддачі, значення якого дозволяють розрахувати габаритні розміри теплообмінників. Однак до жодної із визначених величин коефіцієнт тепловіддачі не входить. Дійсно, теплообмін проходить на межі потоку з теплопровідною поверхнею. Тому в цьому ра-

зі доводиться використовувати подібність граничних умов.

За турбулентної течії рідини теплота в безпосередній близькості із твердою стінкою передається теплопровідністю через граничний шар у напрямку, перпендикулярному до напрямку руху потоку. Отже, за законом Фур'є кількість теплоти, що проходить у граничному шарі товщиною δ через площу перерізу dS за час $d\tau$, становить

$$dQ = -\lambda \frac{\partial T}{\partial \delta} dS d\tau.$$

Кількість теплоти, що проходить від стінки до ядра потоку, визначається за рівнянням тепловіддачі:

$$dQ = \alpha (T_{cm} - T_p) dS d\tau.$$

У процесі сталого теплообміну кількість теплоти, що проходить через граничний шар і ядро потоку, дорівнює

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial \delta} dS d\tau = \alpha (T_{cm} - T_p) dS d\tau.$$

Після скорочень запишемо

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial \delta} = \alpha \Delta T.$$

Ділення лівої частини останнього виразу на праву дає можливість одержати критерій Нуссельта, який є мірою співвідношення передачі теплоти конвекцією і теплопровідністю:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}. \quad (7.25)$$

З урахуванням (7.25) критеріальне рівняння конвективного теплообміну має вигляд

$$f(Fo, Ho, Pe, Po, Re, Fr, Nu, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n) = 0. \quad (7.26)$$

Якщо теплообмін проходить без виділення (поглинання) теплоти в плинному середовищі, то з останнього рівняння виключається критерій Po .

Процеси нагрівання (охолодження) здійснюються, як правило, під час течії сталого потоку рідини. Це дозволяє виключити критерії гомохронності та Фур'є.

Для випадку інтенсивного руху рідини вплив критерію Фруда незначний, і його також виключають.

У процесах природної конвекції він замінюється критерієм Грасгофа:

$$Gr = \frac{gl^3 \beta \Delta T}{\nu^2}, \quad (7.27)$$

де β – коефіцієнт об'ємного розширення рідини, 1/К; ΔT – різниця температур, К.

Швидкість w входить до критеріїв Re і Pe . Тому замість критерію Пекле часто використовується похідний критерій Прандтля

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c}{\lambda}. \quad (7.28)$$

Критерій Прандтля містить лише фізичні константи теплоносія, що легко визначити за довідковими даними.

З урахуванням викладеного критеріальне рівняння конвективного теплообміну, як правило, подають у такому вигляді:

$$f(Fo, Ho, Pr, Re, Fr, Nu, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n) = 0. \quad (7.29)$$

Оскільки критерій Нуссельта є невизначальним, рівняння (7.29) подамо у вигляді

$$Nu = f(Fo, Ho, Pr, Re, Fr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n). \quad (7.30)$$

Для сталих процесів

$$Nu = f(Pr, Re, Fr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n). \quad (7.31)$$

Рівняння (7.30) і (7.31) можна подати в степеневій формі:

$$Nu = A Fo^m \cdot Ho^s \cdot Pr^p \cdot Re^q \cdot Fr^o \cdot \Gamma_1^k \cdot \Gamma_2^l \cdot \dots \cdot \Gamma_n^b; \quad (7.32)$$

$$Nu = A Pr^p \cdot Re^q \cdot Fr^o \cdot \Gamma_1^k \cdot \Gamma_2^l \cdot \dots \cdot \Gamma_n^b. \quad (7.33)$$

Розв'язок критеріального рівняння конвективного теплообміну дозволяє одержати значення критерію Нуссельта $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}$, а з нього – коефіцієнт тепловіддачі.

7.5. Тепловіддача за вимушеної течії теплоносія

За ламінарної течії теплоносія всередині труби сталого перерізу ($Re < 2\,300$) дослідні дані дають таке співвідношення:

$$Nu = 0,15 \varepsilon_L Re^{0,33} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} Gr^{0,1}, \quad (7.34)$$

де $\varepsilon_L = 1 + \frac{2d}{L}$ – безрозмірний коефіцієнт, що враховує вплив вхідної ді-

лянки труби загальною довжиною L і діаметром d ; Pr_c – критерій Прандтля, у якому кінематичну в'язкість ν і температуропровідність a теплоносія беруть за температури стінки T_c , а не температури основного потоку T_y , як в усіх інших

критеріях. Симплекс $\frac{Pr}{Pr_c}$ ураховує ту обставину, що значення середнього по

всій довжині L труби коефіцієнта тепловіддачі α дещо відрізняються залежно від напрямку теплового потоку від стінки ($T_c > T_y$) або від теплоносія до стінки ($T_y > T_c$).

Для перехідного режиму руху теплоносія всередині труб ($2\,300 < Re < 10\,000$) можна скористатися графіком, наведеним на рис. 7.6.

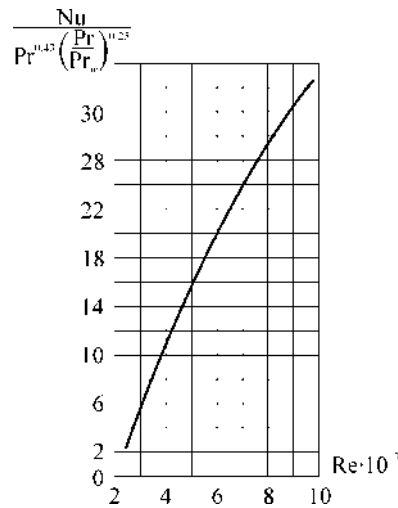


Рисунок 7.6 – Залежність інтенсивності тепловіддачі всередині каналів

при перехідному режимі руху $\left(\text{Re} \cdot 10^3, \frac{Nu}{Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_{жс}} \right)^{0,25}} \right)$.

За найбільш часто реалізованого в теплообмінній апаратурі турбулентного режиму течії теплоносія ($Re > 10\,000$), як правило, використовується кореляційне співвідношення Крауссольда:

$$Nu = 0,021 \varepsilon_L Re^{0,8} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (7.35)$$

Відсутність критерію Gr у виразі (7.35) свідчить про те, що за великої вимушеної швидкості руху теплоносія вплив гравітаційної конвекції стає малим порівняно із впливом вимушеної конвекції.

Вивчаючи ламінарну течію рідини вздовж плоскої поверхні, процес перенесення теплоти розглядається з урахуванням теплового граничного шару. Товщина граничного шару набагато менша від поздовжнього розміру тіла, тому в межах такого тонкого шару, по-перше, сили в'язкого тертя є переважними порівняно із силами різниці статичного тиску s , по-друге, зміни швидкості й температури у поперечному до стінки напрямку мають бути значно більшими порівняно зі змінами цих величин уздовж поверхні. Це дозволяє розглядати перенесення теплоти лише в примежовому шарі. Розв'язання системи диференціа-

льних рівнянь тепловіддачі для примежового шару дає можливість одержати співвідношення для зміни товщини граничного шару $\delta = \frac{3x}{\text{Re}^{0.5}}$, де x – поздовжня координата вздовж плоскої поверхні, $\text{Re} = \frac{wx}{\nu}$.

Локальний коефіцієнт тепловіддачі α_x визначається за виразом

$$\frac{\alpha_x x}{\lambda} = 0,332 \sqrt{\text{Re}} \sqrt[3]{\text{Pr}}. \quad (7.36)$$

Для середнього за довжиною L значення коефіцієнта тепловіддачі α в лівій частині рівності (7.36) і в критерії Рейнольдса замінюється x на L , а числовий коефіцієнт подвоюється. Експериментальні дані підтверджують справедливість співвідношення (7.36).

Для турбулентного зовнішнього потоку ($\text{Re} > 500\,000$) обробка експериментальних даних дає таке кореляційне співвідношення:

$$\frac{\alpha_x x}{\lambda} = 0,296 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.43} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_c} \right)^{0.25}. \quad (7.37)$$

Взаємодія потоку з поверхнею твердого тіла погано обтічної форми, як правило, характеризується відривом граничного шару від поверхні тіла (рис. 7.7). Якщо $\text{Re} < 5$, граничні шари утворюють у кормовій ділянці обтічного тіла два симетричні вихри. У разі збільшення швидкості потоку вихри починають періодично й поперемінно відриватися й зноситися вниз по потоку, утворюючи вихровий гідродинамічний слід, що розширюється. Товщина граничного шару на поверхні тіла збільшується від точки набігання потоку. Відповідно до зміни товщини граничного шару змінюється по поверхні циліндра й значення локального коефіцієнта тепловіддачі.

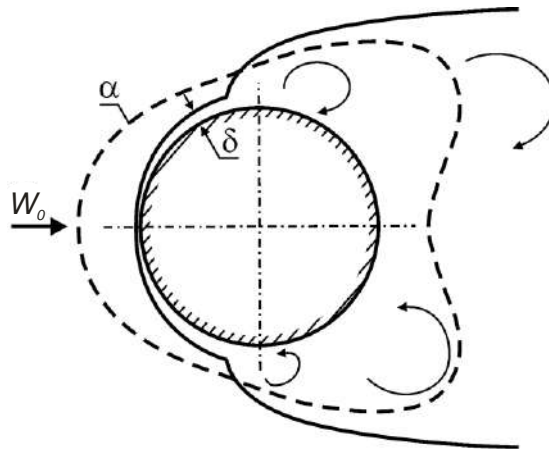


Рисунок 7.7 – Зовнішнє обтікання й тепловіддача тіла сферичної форми

Експериментальні дані за величинами коефіцієнтів тепловіддачі, середніми по всій поверхні обтічної потоком труби, можуть бути подані у формі такого співвідношення:

$$Nu = C Re^n Pr^{0,38} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (7.38)$$

у якому $C = 0,50$ і $n = 0,50$ для діапазону $5 < Re < 1\,000$;

$C = 0,25$ і $n = 0,60$ для діапазону $1\,000 < Re < 200\,000$;

$C = 0,023$ і $n = 0,8$ для діапазону $300\,000 < Re < 2\,000\,000$.

Якщо потік спрямований під деяким кутом до осі обтічного циліндра, то значення середнього коефіцієнта тепловіддачі дещо зменшуються, що може бути враховано поправковим коефіцієнтом.

Під час обтікання пучків труб необхідно враховувати розміщення труб у пучку. На практиці широко застосовуються коридорне й шахове розміщення труб. Умови омивання першого ряду труб в обох типах пучків близькі до омивання однієї труби. Тепловіддача другого і наступних рядів поступово зростає внаслідок збільшення турбулентності потоку. Починаючи з третього ряду турбулентність пучка набуває стабільного характеру. За абсолютним значенням конвективна тепловіддача в шахових пучках вища, ніж у коридорних, що обумовлено гідродинамікою пучка.

Для тепловіддачі під час обтікання пучків труб у критеріальному рівнянні

(7.38) змінюються числові значення коефіцієнтів C і n . Для коридорних пучків

$$Nu = 0,27 Re^{0,63} Pr^{0,38} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (7.39)$$

для шахових пучків

$$Nu = 0,4 Re^{0,6} Pr^{0,38} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (7.40)$$

При визначенні критеріїв подібності під час обтікання пучків труб визначальним розміром є еквівалентний діаметр пучка труб:

– для шахових пучків

$$d_a = \left[\frac{2\sqrt{3}}{\pi} \left(\frac{s}{d_{mp}} \right)^2 - 1 \right] d_{mp}; \quad (7.41)$$

– для коридорних пучків

$$d_a = \left[\frac{4}{\pi} \left(\frac{s}{d_{mp}} \right)^2 - 1 \right] d_{mp}, \quad (7.42)$$

де $d_{тр}$ – зовнішній діаметр труб; s – крок труб пучка.

Під час псевдозрідження, сушіння, адсорбції, десорбції процеси відбуваються за обтікання потоком окремих частинок. Для зовнішнього обтікання поверхні кулястої частинки залежність для середнього по поверхні частинки коефіцієнта тепловіддачі має вигляд

$$Nu = 2 + 0,35 Re^{0,58} Pr^{0,33} + 0,03 Re^{0,54} Pr^{0,35}. \quad (7.43)$$

Теплообмін під час механічного перемішування рідини. Під час механічного перемішування рідини в апаратах спостерігається складна гідродинамічна обстановка, що, у свою чергу, впливає на теплообмін рідини з нерухомими поверхнями. Нерівномірність швидкості рідини поблизу окремих ділянок поверхні зумовлює неоднакові значення коефіцієнта тепловіддачі, наприклад, за висотою апарата (рис. 7.8). Як правило, максимальні значення коефіцієнта тепловіддачі фіксуються на рівні розміщення мішалки. У розрахунках використовують значення коефіцієнта тепловіддачі, середні по всій теплообмінній поверхні

апарата.

Критеріальне рівняння тепловіддачі під час перемішування рідини має вигляд

$$Nu = C Re_y^a Pr^b \left(\frac{\mu}{\mu_{cm}} \right)^e \Gamma_1^k \Gamma_2^l, \quad (7.44)$$

де $Nu = \frac{\alpha D}{\lambda}$; D – діаметр апарата; $Re_y = \frac{nd_m^2}{\nu}$ – відцентровий критерій

Рейнольдса; n і d_m – частота обертання і діаметр мішалки.

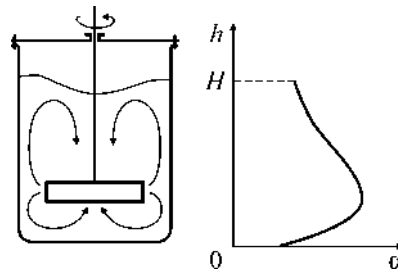


Рисунок 7.8 – Циркуляція перемішуваної механічною мішалкою рідини та інтенсивність теплообміну рідини зі стінкою (0, H, h, a)

На основі експериментальних даних одержані значення $b \approx \frac{1}{3}$ і $e \approx 0,14$.

Показник ступеня a за критерію Рейнольдса змінюється від 0,4 до 0,9. Для найбільш простої мішалки із прямокутними лопатями і без відбивних перегородок на внутрішній стінці апарата $a \approx \frac{2}{3}$, а коефіцієнт $C = 0,35$. Для турбінних мішалок відкритого й закритого типів узагальнення дослідних даних приводить до таких значень коефіцієнтів: $C = 0,76$; $a = 0,67$; $b = 0,33$; $e = 0,14$. Для апарата з еліптичним дном і такої самої форми якірною мішалкою в діапазоні $Re = 300$ – $10\,000$ у рівнянні (7.44) $C = 0,36$ і $e = 0,18$.

Міжфазовий теплообмін між рідиною і зваженою в ній дрібнодисперсною твердою фазою під час перемішування суспензій залежить від величини швид-

кості відносного переміщення частинок і рідкої фази, що важко визначається. Додаткові проблеми викликає вплив на рух дрібних частинок турбулентних пульсацій, які частково втягують у свій хаотичний рух найбільш дрібні частинки дисперсної фази. Дослідні дані з міжфазового теплообміну в апаратах із механічним перемішуванням суспензій подають у формі зв'язку між безрозмірними групами, що не містять швидкості, для чого вводиться критерій Архімеда:

$$Ar = \frac{d_m^3 \rho_p g (\rho_m - \rho)}{\mu^2},$$

від якого повинна залежати середня по всьому об'єму

апарата швидкість відносного переміщення частинок і рідини в перемішуваний суспензії.

Теплообмін під час барботажу газу. Під час теплообміну з барботажем газу на коефіцієнт тепловіддачі значною мірою впливають швидкість барботувального газу та властивості рідкої фази. Термічний опір процесу перенесення теплоти зосереджений у пристінному шарі рідини, товщина якого залежить від ступеня турбулізації основного двофазового потоку. Для розрахунків коефіцієнта тепловіддачі використовують такі залежності:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{n} \right)^{1/3} &= 0,15 Pr^{1/3} K_o^{1/4}, K_o \leq 18 \\ \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{n} \right)^{1/3} &= 0,3 Pr^{1/3}, K_o > 18 \end{aligned} \right\}, \quad (7.45)$$

де $K_o = \frac{w_z}{(vg)^{1/3}}$ – критерій барботажу.

В апаратах із механічним диспергуванням газу в рідину бульбашки, що утворюються, мають розміри порядку 1–2 мм. Критеріальне рівняння в цьому випадку має вигляд

$$\frac{\alpha D_a}{\lambda} = 1,35 \text{Re}^{0,59} \text{Pr}^{0,33} \left(\frac{v_z}{v_p} \right) \text{Fr}^{-0,1}, \quad (7.46)$$

де $\text{Re} = \frac{d_m (d_m n + 4w_z)}{v_p}$ і $\text{Fr} = \frac{n^2 d_i}{g}$ – відцентрові критерії Рейнольдса й

Фруда;

D_a і d_m – діаметри апарата й мішалки; w_z – швидкість диспергованого газу.

7.6. Природна (гравітаційна) конвекція

Вільний рух рідини виникає внаслідок різниці густини $\Delta\rho$ середовища в різних точках його об'єму, якщо рідина перебуває в зовнішньому полі якоїсь масової сили. До масових сил належать сила тяжіння, відцентрова сила інерції та ін. Найчастіше такою силою виявляється сила тяжіння. Горизонтальні шари рідини перебуватимуть у стані стійкої рівноваги, якщо важкий шар води розміщений унизу, а легкий – угорі. Наприклад, конвекція відсутня в тому разі, якщо нижній шар води має температуру $4\text{ }^{\circ}\text{C}$, а верхній – $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, а також якщо вода нагрівається зверху. Під час нагрівання води знизу холодні й, отже, більш важкі шари будуть угорі, а легкі (більш нагріті) – внизу. Під дією сили тяжіння холодні шари опускаються вниз і витісняють нагріті нагору, внаслідок чого відбувається перемішування й нагрівання води в повному об'ємі.

Під час теплообміну завжди є різниця температур у різних точках теплоносія, що викликає відповідну зміну густини й появу природної конвекції. Так, шари рідкого або газоподібного теплоносія, що безпосередньо прилягають до більш гарячої теплообмінної поверхні, нагріваються вище від температури T_y основної маси теплоносія, і густина теплоносія зменшується на величину $\Delta\rho = \rho\beta\Delta T$, де $\Delta T = T_c - T_y$; β – коефіцієнт об'ємного термічного розширення теплоносія.

У гравітаційному полі під дією виштовхувальної сили Архімеда більш ле-

гкі пристінні шари піднімаються вгору вздовж вертикальної поверхні (рис. 7.9), а на їх місце з нижніх зон основного об'єму теплоносія надходить його більш холодна маса. Таким чином, уздовж гарячої поверхні виникає безперервний рух середовища, швидкість якого визначає інтенсивність теплообміну поверхні з основною масою практично нерухомого середовища.

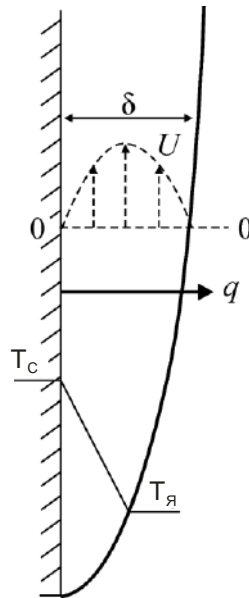


Рисунок 7.9 – Рух теплоносія і теплообмін із вертикальною стінкою за природної конвекції ($0, 0, U, q, \delta, T_c, T_я$)

Як і за вимушеної конвекції, біля поверхні є примежовий шар, режим руху середовища в якому може бути як ламінарним, так і турбулентним залежно від величини швидкості середовища, його в'язкості й розміру теплообмінної поверхні. Спочатку товщина шару і швидкість рідини малі, течія ламінарна. Далі, за певної товщини шару ламінарна течія середовища втрачає стійкість, стає хвильовою, у верхній частині стіни упорядкований рух порушується, рідина інтенсивно перемішується, вихри, що утворюються, відриваються від поверхні, тобто спостерігається турбулентний режим руху рідини.

Відповідно до цього змінюється і коефіцієнт тепловіддачі α за висотою стінки. У ділянці турбулентного примежового шару значення α – практично величина стала, оскільки значною мірою залежить від товщини в'язкого прошарку, що на відміну від вимушеної конвекції не зростає, а залишається сталою.

Це пояснюється тим, що в міру просування до верхнього краю стінки швидкість вільного руху повітря збільшується, у той час як під час вимушеного обтікання пластини швидкість стала.

За вільної конвекції тепловий і гідродинамічний граничні шари взаємозалежні, тож їх необхідно розглядати спільно. Збільшення ΔT зумовлює зростання швидкості вільного руху й зменшення товщини гідродинамічного прилежого шару. У свою чергу, зростання швидкості є причиною зменшення товщини теплового прилежого шару і збільшення коефіцієнта тепловіддачі. У турбулентному прилежому шарі зростання швидкості призводить до зменшення товщини в'язкого прошарку.

Теоретичний аналіз теплообміну за природної конвекції базується на рівняннях руху в'язкої рідини, нерозривності потоку й рівнянні конвективного теплообміну. Ці рівняння записуються для граничного шару. В загальному випадку узагальнення теоретичних і експериментальних результатів може бути подане у вигляді

$$Nu = f(Gr, Pr).$$

Для вертикальних поверхонь одержані залежності

$$\begin{cases} Nu = 1,8(Gr Pr)^{1/8}, & \text{якщо } Gr Pr < 500, \\ Nu = 0,54(Gr Pr)^{1/4}, & \text{якщо } 500 < Gr Pr < 2 \cdot 10^7, \\ Nu = 0,13(Gr Pr)^{1/3}, & \text{якщо } Gr Pr > 2 \cdot 10^7. \end{cases} \quad (7.47)$$

Критерій Нуссельта у співвідношеннях (7.47) містить середній по всій теплообмінній поверхні коефіцієнт тепловіддачі α , а характерним розміром в усіх критеріях є вертикальний розмір поверхні.

Інтенсивність теплообміну неvertикальних поверхонь дещо знижується, оскільки частина архімедової піднімальної сили в таких випадках компенсується реакцією твердої стінки. Близько до нагрітої горизонтальної труби утворюється прилежовий шар, товщина якого зростає незначною мірою зі збільшенням кута φ . Течія в прилежовому шарі ламінарна, але в кормовій частині труби

примежовий шар відривається від поверхні й утворюється висхідний струмінь нагрітої рідини. Саме тому для опису теплообміну використовують експериментальні дані. Середній по поверхні горизонтальної труби вільноконвективний теплообмін може бути визначений за співвідношенням

$$Nu = 0,5(Gr Pr)^{0,25} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (7.48)$$

де за визначальну температуру беруть температуру T_a нерухомого середовища поза примежовим шаром, а за характерний розмір у критеріях – діаметр труби.

Близько до горизонтальних плоских поверхонь виникають висхідні потоки над верхньою нагрітою поверхнею. У цьому разі характерним розміром у критеріальних співвідношеннях є не вертикальний, а горизонтальний розмір поверхні, тому що від нього залежить інтенсивність природної циркуляції, що розвивається, як під нижньою, так і над верхньою поверхнею (рис. 7.10).

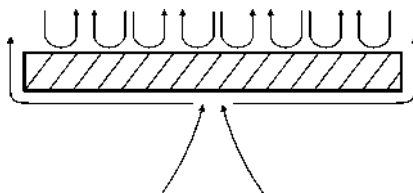


Рисунок 7.10 – Рух теплоносія за природної конвекції біля горизонтальних поверхонь

7.7. Теплообмін під час конденсації пари

Конденсація – це перехід речовини з газоподібного стану в рідкий. Конденсація пари різних речовин застосовується для очищення газових викидів. Часто за допомогою конденсації уловлюють і повертають у технологічний процес пари розчинників цінних або особливо небезпечних речовин.

У промислових конденсаторах конденсація здійснюється в таких режимах:

- *плівкова конденсація* – конденсація на гідрофільній (добре змочува-

ній рідиною) поверхні, за якої утворюється плівка конденсату;

– *краплинна конденсація* – конденсація на гідрофобній (не змочуваній рідиною) поверхні, за якої утворюються окремі краплі;

– *змішана конденсація* – конденсація, при якій на різних ділянках спостерігається як плівкова, так і краплинна конденсація;

– *контактна конденсація* – конденсація пари на поверхні рідини (крапель, струменів і т. ін.);

– *гомогенна конденсація* – конденсація у вигляді крапель, суспендованих у газовій фазі у вигляді туману.

Необхідною умовою виникнення процесу конденсації пари є контакт пари з поверхнею або з рідиною, що має температуру T_c нижче від температури T_s насичення пари за тиску його конденсації. Шар пари, що безпосередньо прилягає до такої більш холодної поверхні, спочатку сам охолоджується, а потім конденсується. За конденсації виділяється теплота пароутворення. Щоб відбувся стаціонарний процес конденсації, цю теплоту необхідно безупинно відводити від поверхні охолодження. Наприклад, якщо повністю конденсується суха насичена пара, масова витрата якої G_n , то тепловий потік, що потрібно відводити, дорівнює

$$Q = G_n r, \quad (7.49)$$

де r – теплота пароутворення, Дж/кг.

Для краплинної конденсації характерні високі коефіцієнти тепловіддачі (порядку $5 \cdot 10^4$ Вт/(м²·К), але в промислових апаратах підтримувати тривалий час такий режим важко.

За плівкової конденсації на охолоджуваній поверхні утворюється суцільна плівка конденсату (рис. 7.11).

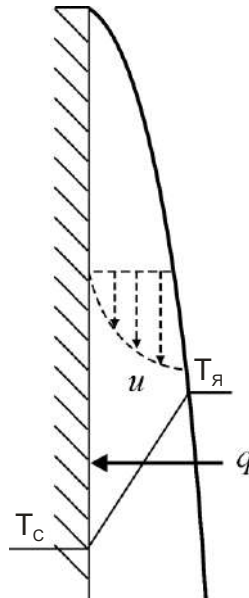


Рисунок 7.11 – Гравітаційна ламінарна течія плівки конденсату

Плівка конденсату під дією сили тяжіння стікає вниз, а сила в'язкого тертя в рідині й тертя рідини об стінку перешкоджають швидкому спадному руху плівки. Утворення нових порцій конденсату в стаціонарному процесі відбувається на зовнішній поверхні плівки, температура якої практично дорівнює T_s . Теплота фазового переходу, що виділяється під час конденсації, під впливом різниці температур $(T_s - T_c)$ передається у вигляді безперервного потоку q поперек рідкої плівки безпосередньо до поверхні. Величина теплового потоку q залежить від термічного опору стічної плівки $\frac{\delta}{\lambda}$, тобто від її товщини й коефіцієнта теплопровідності конденсату. Товщина плівки та гідродинамічний режим її спадного руху залежать від співвідношення сил тяжіння, в'язкого тертя, інерції, а також від кількості конденсату, що утворюється, і розміщення поверхні конденсації щодо напрямку сили тяжіння. Ламінарна течія плівки спостерігається до критичного значення $Re_{кр} = \frac{u\delta}{\nu} \approx 4000$, де u – середня за товщиною плівки швидкість її спадного руху; δ – локальна товщина плівки; ν – кінематична в'язкість конденсату за його середньої арифметичної температури $0,5(T_c + T_s)$.

Середнє значення коефіцієнта тепловіддачі від стінки до плівки визначається за формулою

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 2,06 \text{Re}^{-1/3}, \quad (7.50)$$

де $\text{Re} = \frac{4\Gamma}{\nu}$, Γ – об'ємна густина зрошення одиниці периметра поверхні,

$\text{м}^3/(\text{м} \cdot \text{с})$.

Наявність тепловіддачі від зовнішньої поверхні ламінарно стікаючої плівки призводить до зниження інтенсивності теплообміну між поверхнею та плівкою приблизно на 17 %.

Для турбулентного режиму стікання плівки коефіцієнт тепловіддачі від поверхні до плівки зі зростанням числа Рейнольдса збільшується:

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,047 \text{Re}^{0,23} \text{Pr}^{0,33}. \quad (7.51)$$

У співвідношеннях (7.50) і (7.51) за характерний розмір системи беруть величину $\left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}$, від якої залежить товщина плівки.

Динамічний вплив на плівку зовнішнього газового потоку збільшує ступінь турбулентності в плівці, що зумовлює інтенсифікацію тепловіддачі.

Узагальнене рівняння для визначення коефіцієнта тепловіддачі від пари, що конденсується, має вигляд

$$\text{Nu} = C(\text{Ga} \cdot \text{Pr} \cdot K)^{0,25}, \quad (7.52)$$

де $K = \frac{r}{c\Delta T}$ – критерій фазового перетворення (становить відношення

питомої теплоти конденсації r до теплоти переохолодження конденсату від температури насичення T_s до температури стінки T_c).

Критерій K є мірою відношення теплового потоку, витрачуваного на фазове перетворення, до теплоти перегрівання або переохолодження фази за температури її насичення.

Інтегрування рівнянь ламінарного руху плівки й конвективного перене-

сення теплоти поперек плівки, що рухається, зумовлює таке співвідношення для тепловіддачі від насиченої пари:

$$Nu = 0,943(Ga \cdot Pr \cdot K)^{0,25}. \quad (7.53)$$

Дані дослідів із конденсації дають дещо більше значення коефіцієнта: 1,13 замість 0,943. За конденсації на зовнішній поверхні горизонтальної труби числовий множник у співвідношенні (7.52), навпаки, необхідно зменшити до величини 0,726, а за характерний розмір у критеріях подібності використовується зовнішній діаметр труби.

На відміну від конденсації насиченої пари за конденсації перегрітої пари необхідно враховувати теплоту перегрівання пари щодо температури її насичення T_s . Відповідний поправковий множник має вигляд

$$\left(1 + \frac{c_n(T_n - T_s)}{r}\right),$$

де c_n і T_n – теплоємність пари та її температура.

Для обчислення теплового потоку від перегрітої пари, що конденсується, величина коефіцієнта тепловіддачі з урахуванням поправкового коефіцієнта множиться на різницю температур ($T_s - T_c$), оскільки температура зовнішньої поверхні плівки конденсату залишається дорівнювати температурі насичення.

Процес конденсації пари, що містить домішки неконденсованого інертного газу, значною мірою відрізняється від конденсації чистої пари. Основна відмінність полягає в тому, що на зовнішній поверхні плівки конденсату утворюється прошарок інертного газу, що чинить значний дифузійний опір парі, вимушеній дифундувати поперек цієї газової плівки. Швидкість тепловіддачі в цьому разі залежить від дифузії пари. Неконденсовані гази необхідно безперервно відкачувати, щоб попередити їх накопичення й погіршення умов тепловіддачі.

7.8. Тепловіддача під час кипіння рідини

Кипінням називається процес переходу рідини в пароподібний стан. Процес кипіння з подальшою конденсацією пари, що утворилася, використовується в процесах очищення стічних вод.

Кипіння можна класифікувати так:

- за типом кипіння: бульбашкове, за якого пара утворюється у вигляді бульбашок, що періодично утворюються і збільшуються; плівкове, за якого на поверхні нагрівання утворюється суцільна плівка пари, що періодично проривається в об'єм рідини:
- за середньою температурою рідини щодо температури насичення: кипіння з недогріванням – температура основної маси рідини менша від температури насичення; кипіння насиченої рідини – основна маса рідини, нагріта до температури насичення;
- за типом конвекції: кипіння за вільної конвекції; кипіння за вимушеної конвекції.

Необхідною умовою передачі теплоти від твердої поверхні до киплячої рідини є перегрівання поверхні T_c щодо температури кипіння рідини $T_s = T_{кип}$.

Кипіння супроводжується безперервним утворенням великої кількості парових бульбашок, їх збільшенням, відриванням від нагрівальної поверхні й подальшим підніманням через шар киплячої рідини. Всі ці процеси інтенсифікують відведення теплоти від нагрівальних поверхонь до об'єму киплячої рідини, що, у свою чергу, зумовлюють збільшення швидкості пароутворення.

Значні теплоємність і теплопровідність рідкої фази порівняно з паровою обумовлюють передачу теплоти нагрівальної поверхні до рідкої фази в разі їх безпосереднього контакту в пристінному шарі й подальшу передачу теплоти від зовнішньої межі всіх бульбашок усередину їх об'ємів з ентальпією парової фази, що утворюється.

За малих значень різниці температур $\Delta T = T_c - T_s$ парових бульбашок на нагрівальній поверхні мало, і вони практично не впливають на інтенсивність природно-конвективної тепловіддачі. У міру збільшення ΔT кількість парових

бульбашок швидко збільшується й інтенсивність тепловіддачі, відповідно, зростає. Однак занадто велика кількість бульбашок, що не встигають відірватися від поверхні, одночасно блокує частину нагрівальної поверхні від рідини, і зростання інтенсивності тепловіддачі уповільнюється (рис. 7.12). За деякого критичного значення $\Delta T_{кр}$ парові бульбашки не встигають відірватися індивідуально і зливаються в суцільну парову плівку, що блокує нагрівальну поверхню від рідини. Інтенсивність тепловіддачі різко (у 20–40 разів) зменшується, що, відповідно, зменшує не лише кількість переданої теплоти, а й може призвести до небажаного перегрівання самої поверхні, якщо вона обігрівается високотемпературним теплоносієм (наприклад, топковими газами). Перехід кипіння від бульбашкового режиму до плівкового називається **кризою кипіння**.

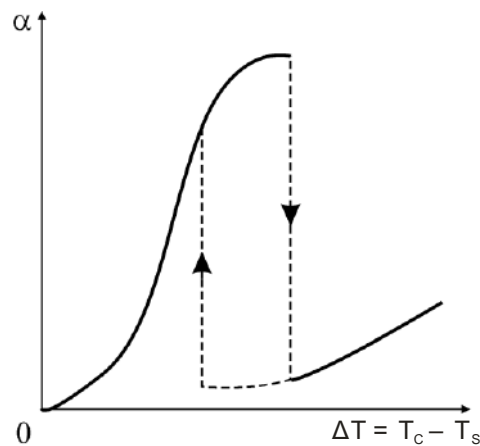


Рисунок 7.12 – Залежність інтенсивності тепловіддачі від різниці температур стінки та рідини ($\Delta T = T_c - T_s$, α , 0)

Плівковий режим кипіння завжди небажаний, і в промисловій практиці намагаються організувати процес у зоні розвинутого бульбашкового кипіння ($\Delta T < \Delta T_{кр}$), але без небезпеки настання кризи кипіння. Для киплячої за атмосферного тиску води $\Delta T_{кр} = 25$ К. Зворотний перехід від плівкового режиму кипіння до бульбашкового в міру зменшення ΔT відбувається за помітно меншою, ніж $\Delta T_{кр}$, різниці температур стінки й рідини.

Як правило, під час кипіння рідин їх температура в усьому об'ємі дорівнює температурі кипіння. Однак у деяких випадках основна маса рідини може

мати температуру нижчу від $T_{кип}$. Якщо ж температура T_c нагрівальної поверхні, як і раніше, більша від $T_{кип}$, то спостерігається пристінне кипіння, за якого відбувається конденсація пари з парових бульбашок, що утворюються на стінці й відриваються від неї. Інтенсивність тепловіддачі пристінного кипіння близька до інтенсивності звичайного кипіння нагрітої до $T_{кип}$ рідини, паропродуктивність незначна, а рідина швидко нагрівається до $T_{кип}$.

Кількість центрів пароутворення на поверхні значною мірою залежить від стану цієї поверхні й від кількості розчиненого в рідині повітря.

Відрив бульбашки від поверхні відбувається, якщо виштовхувальна парову бульбашку архімедова сила перевищить силу поверхневого натягу, що утримує бульбашку на стінці. З рівності цих сил знаходять відривний діаметр бульбашки:

$$d_{відр} = 0,02\theta \left(\frac{\sigma}{g(\rho_p - \rho_n)} \right)^{0,5}. \quad (7.54)$$

Числове значення $d_{відр}$ для киплячої води дорівнює приблизно 2,5 мм, частота відривання бульбашок з одного центру їх утворення на стінці – порядку 40 с^{-1} . Швидкість піднімання бульбашок змінної складної форми має порядок 0,2–0,4 м/с. Під час піднімання бульбашки деформуються, збільшуються в розмірах, подрібнюються, траєкторія їх піднімання у великому об'ємі киплячої рідини непрямолінійна.

Труднощі теоретичного опису процесу тепловіддачі під час кипіння пов'язані з визначенням сумарної поверхні всіх бульбашок.

Для практичних розрахунків нерідко експериментальні дані щодо кипіння подаються у вигляді співвідношення

$$\alpha = Aq^n p^m. \quad (7.55)$$

Числові значення коефіцієнта A і показників ступенів n і m для різних рідин наводяться в довідкових таблицях.

Іноді замість величини теплового потоку q використовується різниця те-

мператур ($T_p - T_{кин}$) у ступенях, що також наводяться в довідкових таблицях.

Для води рівняння (7.55) набирає вигляду $\alpha = 0,56q^{0,7} p^{0,15}$, або $\alpha = 0,145\Delta t^{2,33} p^{0,5}$.

Кипіння всередині вертикальних труб за вимушеного руху киплячої рідини, що, як правило, надходить у нижню частину труби, спостерігається в багатьох апаратах. Якщо в трубу, що обігривається, рідина входить із температурою нижче ніж $T_{кин}$, то на початковій ділянці спостерігається пристінне кипіння. Після швидкого прогрівання всього потоку рідини до $T_{кин}$ кипіння відбувається по всьому об'єму рідини, що піднімається. Вище парові бульбашки можуть зливатися в центральній частині труби, а кипіння буде тривати в тонкому кільцевому шарі рідини біля гарячої поверхні. Інтенсивність кипіння, як правило, мало залежить від швидкості руху рідини й визначається інтенсивністю бульбашкового кипіння.

Випаровування. Випаровування є процесом, зворотним конденсації. Його можна розглядати як різницю двох молекулярних потоків – потоку надходження молекул із рідкої в парову фазу і надходження молекул із парової фази до межі поділу фаз. При цьому на межі поділу фаз відбувається стрибок температур, обумовлений наявністю міжфазового термічного опору:

$$R_i = \frac{T_s - T_n}{q_i} \quad (7.56)$$

де T_s – температура насичення пари; T_n – температура поверхні рідини; q_i – тепловий потік на поверхні поділу фаз:

$$q_i = GT_o;$$

G – результуючий потік пари на поверхні поділу фаз; T_o – теплота пароутворення, Дж/кг.

На величину міжфазового опору впливають тиск і величина коефіцієнта акомодациї.

Розв'язок задачі визначення термічного опору в рамках кінетичної теорії

газів дає такий вираз:

$$R_i = \frac{2 - f_i}{2f_i} \left(\frac{2\pi R}{M} \right)^{1/2} \frac{RT_s^{2.5}}{T_o p_s M}, \quad (7.57)$$

де R – газова стала; p_s – тиск насичення за температури T_s ; f_i – коефіцієнт акомодатії; M – молекулярна маса.

Значення термічного опору незначне і в практичних розрахунках ним можна знехтувати. Таким чином, інтенсивність теплообміну визначається термічним опором рідини на поверхні нагрівання. Якщо пароутворення відбувається з поверхні плівки рідини, що стікає по твердій поверхні, то розрахунок здійснюється за методиками, подібними до методик розрахунків конденсації пари на поверхні відповідної конфігурації. Якщо ж випаровування відбувається з вільної поверхні рідини, що заповнює посудину, інтенсивність теплообміну визначається механізмом вільної конвекції між поверхнею нагрівання і вільною поверхнею рідини.

7.9. Теплообмін у системах із твердою фазою

У нерухомому шарі дисперсного матеріалу, крізь який безперервно фільтрується потік газу, пари або краплинної рідини, розрізняють кілька видів перенесення теплоти: перенесення з однієї точки шару в іншу, між шаром і зануреними в нього твердими поверхнями, від газового потоку до поверхні частинок і перенесення теплоти всередині самих частинок. При цьому значною мірою впливає на процес природна конвекція теплоносія всередині порожнин між сусідніми частинками. Інтенсивність такої конвекції часто виявляється порівнянною з інтенсивністю інших видів перенесення: теплопровідністю газу та матеріалу частинок, вимушеною конвекцією газу та можливим випромінюванням поверхні частинок і газових об'ємів між частинками за температур вище ніж 600 °С.

Коефіцієнти ефективної теплопровідності шару визначають експериментально. Одна з кореляційних формул має вигляд

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_p} = \frac{\lambda_k}{\lambda_p} + B \text{Re}_e \text{Pr}_e, \quad (7.58)$$

де λ_g – теплопровідність шару за вимушеного фільтраційного потоку теплоносія;

λ_k – теплопровідність того самого шару за відсутності фільтрації; w – дійсна швидкість газу, м/с; Φ – коефіцієнт сферичності частинок. Величини λ_k і B визначаються експериментально:

$$\text{Re}_e = \frac{4\Phi \text{Re}}{6(1-\varepsilon)}, \quad \text{Re} = \frac{wd_q}{\nu}.$$

Теплообмін між теплоносієм і поверхнею частинок може бути описаний такими співвідношеннями:

$$\left. \begin{aligned} Nu &= 0,52 \text{Re}_e^{0,85} \text{Pr}^{0,33} \quad \text{при } \text{Re}_e < 2, \\ Nu &= 0,73 \text{Re}_e^{0,47} \text{Pr}^{0,33} \quad \text{при } 2 \leq \text{Re}_e \leq 30, \\ Nu &= 0,4 \text{Re}_e^{0,64} \text{Pr}^{0,33} \quad \text{при } \text{Re}_e > 30. \end{aligned} \right\} \quad (7.59)$$

Основна відмінність рухомого щільного шару від нерухомого полягає у збільшенні порозності, що зумовлює переміщення частинок одна щодо одної як у вертикальному, так і в горизонтальному напрямку. Щільність шару біля стінок, на відстанях кількох діаметрів частинок, ненабагато менша, ніж в основному потоці дисперсного матеріалу, що викликає локальне збільшення швидкості фільтрації газу.

Міжфазовий теплообмін у рухомому шарі може бути описаний такими формулами:

$$\left. \begin{aligned} Nu &= 0,014 \text{Re} \text{Pr}^{0,33}, \quad \text{якщо } \text{Re} < 200, \\ Nu &= 0,056 \text{Re}^{0,87} \text{Pr}^{0,33}, \quad \text{якщо } \text{Re} \geq 200. \end{aligned} \right\} \quad (7.60)$$

Розглядаючи теплообмін у зваженому шарі твердих частинок, ураху-

ють, що інтенсивне перемішування зважених у висхідному потоці частинок робить шар практично ізотермічним. Рух частинок твердої фази, що починається після досягнення висхідним газовим потоком критичної швидкості початку витання $w_{кр}$, різко інтенсифікує процес теплообміну між усією масою шару й теплообмінною поверхнею порівняно з теплообміном стінки та нерухомого шару дисперсного матеріалу. Збільшення коефіцієнта тепловіддачі до стінки α_c спочатку значне, у міру подальшого підвищення швидкості газу зменшується. За деякого значення швидкості газу w_{opt} коефіцієнт α_c набуває максимального значення, і при подальшому збільшенні швидкості газу інтенсивність теплообміну зваженого шару з поверхнею зменшується (рис. 7.13).

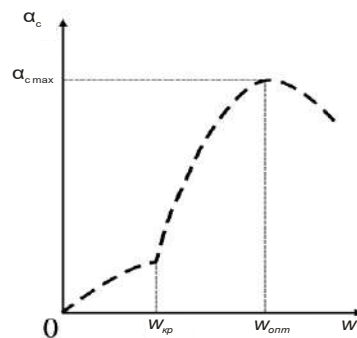


Рисунок 7.13 – Залежність коефіцієнта тепловіддачі між псевдозрідженим шаром і стінкою від швидкості газу ($0, w_{кр}, w_{opt}, \alpha_c, \alpha_{c,max}$)

Значення α_c може досягати $600 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ за швидкості газу, що приблизно вдвічі перевищує швидкість початку витання. В зоні максимальних значень α_c застосовується залежність

$$Nu_{max} = 0,86 Ar^{0,2}, \quad (7.61)$$

де $Ar = \frac{gd^3(\rho_m - \rho)}{\rho v^2}$; d – діаметр частинок дисперсного матеріалу, м.

7.10. Теплопередача

Основне рівняння теплопередачі має вигляд

$$Q = KF\Delta T_{сер}\tau, \quad (7.62)$$

де K – коефіцієнт теплопередачі, що визначає середню швидкість (інтенсивність) передачі теплоти вздовж усієї поверхні, що передає тепло;

$\Delta T_{сер}$ – середня різниця температур між теплоносіями або середня рушійна сила теплопередачі.

Згідно з рівнянням (7.62) кількість теплоти, переданої від більш нагрітого до більш холодного теплоносія, пропорційна площі поверхні теплообміну F , середній різниці температур $\Delta T_{сер}$ і часу τ .

Одиниця вимірювання коефіцієнта теплопередачі – $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$.

Коефіцієнт теплопередачі K показує, яка кількість теплоти переходить за одиницю часу від більш нагрітого до менш нагрітого теплоносія крізь стінку, що їх розділяє, поверхнею $1 м^2$ за різниці температур між теплоносіями $1 К$.

Теплопередача за сталих температур теплоносіїв. Під час роботи теплового обладнання за стаціонарних умов (рис. 7.14) усі параметри процесу стали в часі і $\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$. Це спрощує диференціальне рівняння теплопровідності (2.72),

що розв'язується за граничних умов третього роду

$$\left. \begin{aligned} -\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} &= \alpha_1 (T_1 - T_{c1}), \\ -\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=\delta} &= \alpha_2 (T_{c2} - T_2). \end{aligned} \right\} \quad (7.63)$$

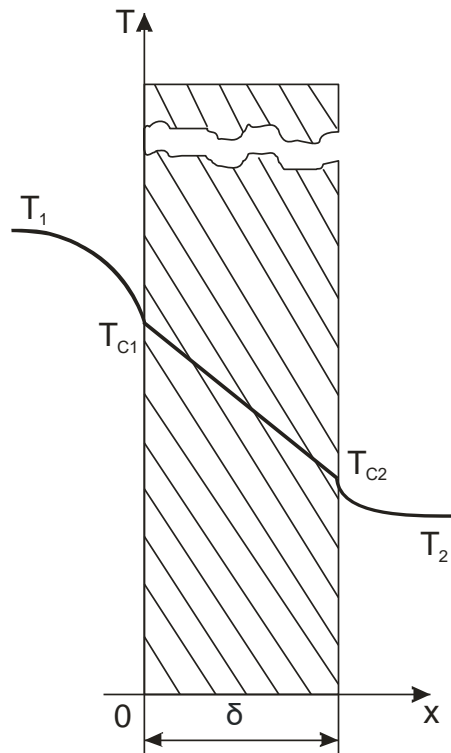


Рисунок 7.14 – Процес теплопередачі за стаціонарних умов

Під час розв'язання задачі перенесення теплоти крізь **багат шарову плоску стінку** і за наявності конвективної тепловіддачі з обох зовнішніх боків стінки розв'язок диференціального рівняння тепловіддачі дає вираз для густини поперечного потоку теплоти:

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\alpha_1^{-1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \alpha_2^{-1}}, \quad (7.64)$$

де T_1 і T_2 – температури гарячого і більш холодного теплоносіїв; α_1 і α_2 – коефіцієнти конвективної тепловіддачі від відповідного теплоносія до поверхні, з якою він контактує; δ_i і λ_i – товщина і коефіцієнт теплопровідності кожного шару стінки відповідно.

Знаменник співвідношення (7.64) становить термічний опір шляху, яким тепловий потік q переходить від гарячого теплоносія до холодного. Величина, обернена сумарному термічному опору, називається **термічною провідністю стінки**.

Із рівняння (7.62)

$$q = K\Delta T_{сер}. \quad (7.65)$$

Прирівнявши (7.64) і (7.65), одержимо

$$K = \frac{1}{\alpha_1^{-1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \alpha_2^{-1}}. \quad (7.66)$$

Для одношарової плоскої стінки

$$K = \frac{1}{\alpha_1^{-1} + \frac{\delta}{\lambda} + \alpha_2^{-1}}. \quad (7.67)$$

Температури на межах шарів визначають за співвідношеннями для однакового теплового потоку поперек кожного із шарів. Розподіл температури поперек кожного із шарів лінійний і також легко визначається графічно.

Коефіцієнт теплопередачі є величиною, оберненою сумі всіх термічних опорів. Якщо один із опорів значно більший за інші, то він переважно визначає значення коефіцієнта теплопередачі. Щоб збільшити коефіцієнт теплопередачі, необхідно зменшити найбільший термічний опір.

Зменшення зовнішнього опору теплопередачі можна досягти зменшенням товщини теплового граничного підшару. Цього можна досягти збільшенням швидкості рідини, турбулізацією пристінного шару теплоносія.

За досить великих числових значень α_1 і α_2 , якщо $\frac{1}{\alpha_1}$ і $\frac{1}{\alpha_2} \ll \frac{\delta_i}{\lambda_i}$, термічними опорами зовнішньої тепловіддачі можна знехтувати, і температури зовнішніх поверхонь стінок стають такими, що дорівнюють температурам відповідних теплоносіїв T_1 і T_2 .

У разі циліндричної стінки співвідношення для густини потоку теплоти q на один погонний метр довжини має вигляд

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 R_s} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{R_{i+1}}{R_i} + \frac{1}{\alpha_2 R_s} \right)}, \quad (7.68)$$

де R_6 і R_3 – внутрішній і зовнішній радіуси багат шарової стінки; R_i і R_{i+1} – те саме для i -го шару стінки; λ_i – теплопровідність i -го шару стінки.

Розподіл температури поперек циліндричної стінки має не прямолінійний, а логарифмічний характер. Знаменник формули (7.68) має значення сумарного термічного опору перенесення теплоти, що складається з опорів окремих ділянок на шляху перенесення теплоти поперек циліндричної стінки, і називається **лінійним коефіцієнтом теплопередачі**:

$$K_R = \frac{1}{\frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 R_6} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{R_{i+1}}{R_i} + \frac{1}{\alpha_2 R_3} \right)}. \quad (7.69)$$

Аналіз виразу (7.69) показує, що перша й остання складові термічного опору, пов'язані із внутрішнім і зовнішнім опорами перенесення теплоти від першого теплоносія до внутрішньої стінки і від зовнішньої стінки до другого теплоносія, залежать не лише від величин коефіцієнтів тепловіддачі, а й від радіусів, тобто від величин теплоприймальної і тепловідвідної поверхонь. Отже, за малих значень коефіцієнта тепловіддачі (наприклад, з боку зовнішнього теплоносія для циліндричної багат шарової стінки) величину відповідного термічного опору можна зменшити збільшенням зовнішньої поверхні. Це досягається ребренням зовнішньої поверхні.

Температуру дотичних із теплоносіями поверхонь стінки визначають виходячи зі спільного розв'язання рівнянь тепловіддачі й теплопередачі:

$$T_{c1} = T_1 - \frac{K \Delta T_{cep}}{\alpha_1}, \quad T_{c2} = T_2 + \frac{K \Delta T_{cep}}{\alpha_2}. \quad (7.70)$$

Теплопередача за змінних температур теплоносіїв. Теплопередача за змінних температур теплоносіїв часто трапляється під час роботи теплообмінної апаратури. При цьому процес може бути сталим $T = f(x, y)$ і несталим $T = f(x, y, \tau)$, або $T = f(\tau)$.

Рушійна сила теплопередачі за змінних температур теплоносіїв залежить від взаємного напрямку теплоносіїв.

Крім проточійного і протитечійного руху теплоносіїв у теплообмінній апаратурі, застосовуються змішана і перехресна течії (рис. 7.15).

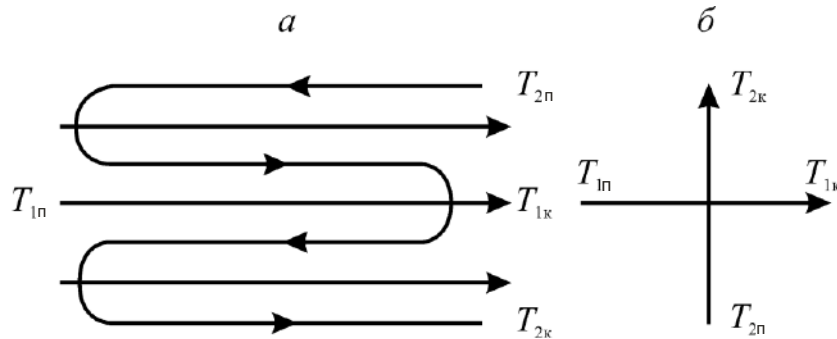


Рисунок 7.15 – Змішана (а) і перехресна (б) течії теплоносіїв

Для визначення середньої рушійної сили теплопередачі розглянемо проточійний рух теплоносіїв масовою витратою G_1 та G_2 і теплоємностями c_1 та c_2 (рис. 7.16 а). Температура більш нагрітого теплоносія T_1 , більш холодного – T_2 .

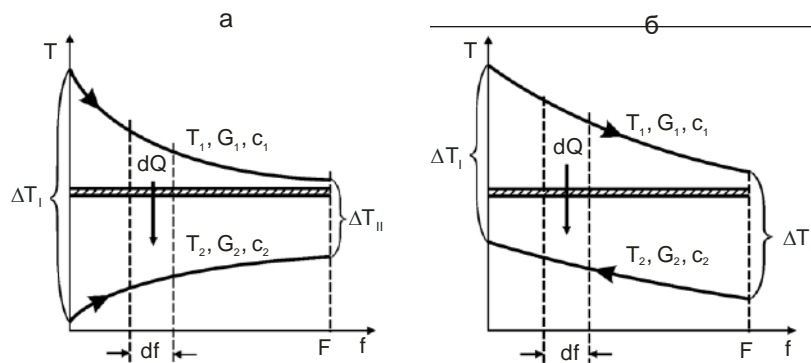


Рисунок 7.16 – Зміна температур теплоносіїв уздовж теплообмінної поверхні за умови проточії (а) і протитечії (б)

Виділимо елементарну площинку df на елементі теплопередавальної поверхні. З рівняння теплопередачі (7.62) кількість теплоти dQ , переданого через площинку df , дорівнює

$$dQ = K(T_1 - T_2)df = K\Delta T_{\text{сер}}df. \quad (7.71)$$

Це саме збільшення з рівняння теплового балансу (1.40) можна виразити

через водяні еквіваленти:

$$dQ = -W_1 dT_1 = W_2 dT_2. \quad (7.72)$$

Спільний розв'язок рівнянь (7.71) і (7.72) та інтегрування в межах від ΔT_I до ΔT_{II} дає формулу для визначення середньої рушійної сили:

$$\Delta T_{сер} = \frac{\Delta T_I - \Delta T_{II}}{\ln \frac{\Delta T_I}{\Delta T_{II}}}. \quad (7.73)$$

Якщо $\frac{\Delta T_I}{\Delta T_{II}} < 2$, з достатньою для технічних розрахунків точністю можна

користуватися середньоарифметичним значенням середньої рушійної сили :

$$\Delta T_{сер} = \frac{\Delta T_I + \Delta T_{II}}{2}. \quad (7.74)$$

Для протитечії теплоносіїв (рис. 7.16 а) формула (7.73) запишеться у вигляді

$$\Delta T_{сер} = \frac{\Delta T_{\delta} - \Delta T_m}{\ln \frac{\Delta T_{\delta}}{\Delta T_m}}, \quad (7.75)$$

де ΔT_{δ} – різниця температур на тому кінці теплообмінника, де вона більша; ΔT_m – різниця температур на тому кінці теплообмінника, де вона менша.

Формула (7.75) справедлива як для прямиотечії, так і для протитечії; для інших, більш складних видів відносного руху теплоносіїв (змішаний струм, перехресний струм) у формулу (7.75) вводяться поправкові коефіцієнти, що наводяться в довідковій літературі. Оскільки величина $\Delta T_{сер}$ за однакових значень температур теплоносіїв на вході й виході з теплового апарата для протитечії є найбільшою, то числове значення поправкового коефіцієнта завжди менше одиниці.

7.11. Теплове випромінювання

У нагрітому тілі залежно від його температури частина теплової енергії перетворюється на променеву. Найбільшою мірою теплові властивості, а саме

поглинатися тілами й переходити при цьому в теплову енергію – мають світлові та інфрачервоні промені з довжиною хвилі від 0,4 до 40 мк.

У разі потрапляння теплових променів на якесь тіло (рис. 7.17) енергія їх може частково поглинатися – Q_A , частково відбиватися – Q_R і частково проходити через тіло – Q_D . Таким чином, повна кількість променевої енергії дорівнює

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D. \quad (7.76)$$

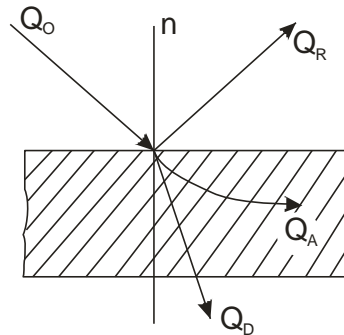


Рисунок 7.17 – Розподіл променевої енергії, що падає на тіло

Якщо почленно поділити рівняння (7.76) на Q і позначити поглинальну здатність тіла як $A = Q_A/Q$, відбивну – $R = Q_R/Q$ і пропускну – $D = Q_D/Q$, то одержимо

$$A + R + D = 1. \quad (7.77)$$

Тіло, здатне поглинати всі падаючі на нього промені, називається **абсолютно чорним**, для нього $A = 1$. Властивості абсолютно чорного тіла: має отвір порожнього тіла в ізотермічній оболонці, де внаслідок багаторазового відбиття променева енергія тіла повністю поглинається.

Якщо тіло повністю відбиває промені, тобто $R = 1$, то воно називається **абсолютно білим**, або дзеркальним. За $D = 1$ тіло буде абсолютно прозорим, або діатермічним.

Значення A , R , D залежать від природи тіла, його температури та довжини хвиль випромінювання. Більшість твердих тіл і рідин непрозорі для теплових променів, для них $D = 0$. Такі тіла називаються **атермічними**.

Непрозорі тіла, поглинальна здатність яких не залежить від довжини хви-

лі ($0 < A < 1$), називаються *сірими*. На практиці більшість тіл можна вважати сірими.

Для поглинання і відбиття теплових променів велике значення має стан поверхні. Поглинальна здатність шорстких поверхонь значно більша, ніж гладких і полірованих. На відміну від світлового випромінювання колір і фарбування тіл для поглинання і відбиття теплових променів не мають великого значення.

Для розрахунку випромінювання вводять такі поняття: променевий потік Q , поверхнева густина променевого потоку E та інтенсивність випромінювання I_λ . **Променевий потік Q** – це повна кількість енергії, що випромінюється поверхнею за одиницю часу, кКал/год. **Густина потоку E** показує кількість енергії, що випромінюється тілом з одиниці поверхні за одиницю часу за всіх довжин хвиль від $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$, кКал/м² · год. **Інтенсивність випромінювання I_λ** становить енергію випромінювання, віднесену до інтервалу довжин хвиль:

$$I_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}. \quad (7.78)$$

Тобто I_λ показує інтенсивність випромінювання хвиль даної довжини. Густина потоку власного випромінювання називається випромінювальною здатністю тіла.

Фізичною основою променевого теплообміну є закон Стефана – Больцмана, згідно з яким інтенсивність власного випромінювання будь-якого тіла пропорційна четвертому ступеню його абсолютної температури:

$$E_o = \sigma_o T^4, \quad (7.79)$$

де σ_o – константа випромінювання абсолютно чорного тіла, що дорівнює $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² · К⁴.

Закони випромінювання абсолютно чорного тіла застосовні й для сірих тіл. Однак для сірих тіл коефіцієнт $\sigma < \sigma_o$ і, крім того, залежить від температури.

Для сірих тіл енергія випромінювання визначається із залежності

$$E = \varepsilon \sigma_o T^4, \quad (7.80)$$

де ε – ступінь чорноти тіла, що показує відношення енергії випромінювання сірих тіл до такого самого абсолютно чорного тіла.

Ступінь чорноти ε деяких сірих тіл наведений у табл. 7.1.

Таблиця 7.1 – Ступінь чорноти сірих тіл

Найменування матеріалу	t °C	E
Алюміній шорсткий	20–50	0,06–0,07
Вода (шар товщиною 0,1 мм і більше)	0–100	0,95–0,963
Цегла червона	20	0,88–0,93
Цегла шамотна	1200	0,59
Олійні фарби	100	0,92–0,96
Сталь окиснена	200–600	0,74–0,8
Вугілля	100–600	0,81–0,79
Штукатурка вапняна	10–90	0,91

І. Г. Ламберт установив, що максимальне випромінювання одиниці поверхні тіла буде в напрямку нормалі до неї E_n . Якщо вузький пучок променів спрямований під кутом φ до нормалі, то кількість випромінюваної енергії в цьому напрямку порівняно з випромінюванням по нормалі дорівнюватиме

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi. \quad (7.81)$$

Взаємне опромінення тіл. За законом Кірхгофа відношення випромінювальної здатності E до поглинальної A для всіх тіл однаково, дорівнює енергії випромінювання чорного тіла E_0 і залежить лише від температури:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = \frac{E}{A} = \frac{E_0}{A_0} = E_0. \quad (7.82)$$

Згідно із законом Кірхгофа випромінювальна й поглинальна здатності тіл збігаються. Це, зокрема, означає, що якщо реальне тіло випромінює деяку певну частку ε променистої енергії щодо чорного тіла, то воно й поглинає таку

саму частку падаючого на нього зовнішнього випромінювання. Іншу частку ($1 - \varepsilon$) випромінювання таке тіло відбиває в навколишній простір дзеркально або дифузно (у весь видимий півпростір) залежно від стану поверхні. Що стосується проникних для випромінювання середовищ, то закон Кірхгофа означає, що такі середовища поглинають лише ті смуги електромагнітних хвиль, які вони здатні випромінювати, а для всіх інших діапазонів випромінювання такі середовища прозорі.

Поверхні твердих тіл (і рідин) кожною своєю елементарною площинкою випромінюють електромагнітну енергію в півсферу навколишнього простору в усіх напрямках, але з інтенсивністю, пропорційною косинусу кута, відлічуваного від нормалі до площинки. Інтегрування за всіма кутами півпростору приводить до закону Ламберта, згідно з яким загальне власне випромінювання поверхні у весь півпростір у π разів перевершує випромінювання в напрямку нормалі до поверхні.

Крім власного випромінювання, фізично пов'язаного з енергетичними процесами всередині й між структурними частинками речовини (атомами, молекулами), тіла посилають у навколишній простір ще й відбите зовнішнє випромінювання. Відбиване тілом зовнішнє випромінювання залежить від характеру падаючого випромінювання і від коефіцієнта чорноти самого тіла, але практично не залежить від його температури. Сума власного і відбитого випромінювання називається *ефективним випромінюванням тіла*.

Випромінювання газів. Взаємодія променевого потоку з газами та парами значною мірою відрізняється від взаємодії з поверхнями твердих (рідких) тіл. На відміну від твердих тіл, що мають суцільний спектр, гази випромінюють і поглинають променеву енергію лише в певних інтервалах довжин хвиль, у так званих смугах, розміщених у різних частинах спектра. Найбільшу випромінювальну і поглинальну здатність мають багатоатомні гази C_2 , SO_2 й інші, а одноатомні й двоатомні гази N_2 , O_2 , H_2 майже повністю пропускають теплові промені, тобто вони теплопрозорі, або діатермічні. Важливе значення мають триа-

томні молекули діоксиду вуглецю і парів води, що завжди містять у продуктах згорання органічних палив.

У процесі проходження теплових променів крізь нетеплопрозорі, або атермічні, гази їх енергія внаслідок поглинання зменшується. При цьому випромінювання й поглинання променевої енергії залежать від абсолютної температури газів T_z , суми парціальних тисків зазначених газів у суміші p і довжини шляху променя l (товщини шару). Отже, поглинальна здатність газів для певної довжини хвиль λ може бути виражена функцією

$$A_\lambda = f(T_z, p, l). \quad (7.83)$$

Маса газу (пари) частково поглинає зовнішнє випромінювання і відповідно надсилає в навколишній простір власне випромінювання всім своїм об'ємом. Отже, випромінювальна здатність газів і парів залежить не лише від молекулярної будови газу, а й від загальної маси поглинальної та одночасно випромінювальної речовини.

Випромінювання газів і парів не відповідає випромінюванню сірих тіл як у різних смугах, так і в межах кожної зі смуг. Унаслідок поглинання й випромінювання газів і пари власним об'ємом їх ефективно випромінювання не повністю підлягає закону Стефана – Больцмана, що інтегрально враховується одержаними на основі узагальнення експериментальних даних формулами.

Променевий теплообмін може відігравати значну роль і за температур нижче ніж 600 °С, якщо відносно малими є конвективне перенесення теплоти і теплопровідність, наприклад, у шарах дисперсних матеріалів із низьким тиском газу в зазорах між частинками.

7.12. Розрахунок теплообмінних апаратів

Вибір взаємного напрямку руху теплоносіїв. Має важливе значення для найбільш економічного проведення теплових процесів. Якщо в процесі теплообміну не змінюється температура хоча б одного з теплоносіїв (наприклад, при конденсації насичених парів), то рушійна сила процесу і витрата теплоносіїв не залежать від взаємного напрямку руху теплоносіїв.

За інших однакових умов при протитечії площа поверхні теплообміну менша, ніж при прямо течії.

Швидкості теплоносіїв в обраному апараті мають забезпечити інтенсивне перенесення теплоти і помірну витрату енергії на переміщення теплоносія.

Визначення теплового навантаження і витрати теплоносіїв. Теплове навантаження розраховують за рівняннями теплового балансу (1.37), (1.38).

Із рівнянь (1.37), (1.38) визначають також витрати теплоносіїв. Якщо їх витрати задані, то, користуючись тими самими рівняннями, визначають невідому кінцеву температуру одного з теплоносіїв. Якщо невідомі кінцеві температури обох теплоносіїв, то їх використовують, беручи до уваги, що різниця температур між теплоносіями на кінцях теплообмінного апарата має бути не меншою ніж 3–5 °С.

Визначення середньої різниці температур і середніх температур теплоносіїв. При прямо течії і протитечії середню різницю температур визначають як середньологарифмічну за рівнянням (7.75) або середньоарифметичну за рівнянням (7.74). При перехресній і змішаній течіях використовують поправковий коефіцієнт.

Визначення коефіцієнта теплопередачі й поверхні теплообміну. Для визначення коефіцієнта теплопередачі необхідно попередньо розрахувати коефіцієнти тепловіддачі α_1 і α_2 , а також термічний опір роздільної стінки. Коефіцієнт теплопередачі визначають за формулами (7.66), (7.67).

Визначивши коефіцієнт теплопередачі за рівнянням теплопередачі, знаходять поверхню теплообміну:

$$F = \frac{Q}{K \Delta T_{сер}}. \quad (7.84)$$

Питання для самоконтролю

1. Дайте визначення температурного поля, ізотермічної поверхні, градієнта температур.
2. Наведіть залежності для визначення потоку теплоти крізь одношарову

й багатошарову плоскі стінки.

3. Наведіть залежності для визначення потоку теплоти крізь одношарову й багатошарову циліндричні стінки.

4. У чому причина різного розподілу температур за товщиною плоскої і циліндричної стінок?

5. У чому полягає відмінність процесу конвекції та тепловіддачі?

6. Назвіть й охарактеризуйте критерії теплової подібності. Запишіть критеріальне рівняння конвективного теплообміну.

7. Охарактеризуйте розподіл температур у ламінарному і турбулентному потоках. Дайте визначення теплового примежового шару.

8. Які фактори впливають на інтенсивність процесу перенесення теплоти під час конденсації?

9. Опишіть процес перенесення теплоти під час кипіння рідин.

10. Що розуміють під критичною різницею температур під час кипіння?

11. Які особливості теплообміну за участі твердої фази вам відомі?

12. Охарактеризуйте особливості тепловіддачі під час конденсації насичених парів.

13. Запишіть рівняння теплопередачі, дайте визначення коефіцієнта теплопередачі.

14. Наведіть порядок визначення температури стінок у процесі теплопередачі.

15. Наведіть вираз для визначення середньої рушійної сили за змінних температур теплоносіїв.

16. Запишіть рівняння для визначення повної кількості променистої енергії. Охарактеризуйте його складові.

17. Від яких факторів залежить випромінювальна здатність тіла?

18. Які гази мають найбільшу випромінювальну і поглинальну здатності?

19. Наведіть порядок розрахунку теплообмінних апаратів.