

В. Й. Лабай

ТЕПЛОМАСООБМІН

*Рекомендовано
Міністерством освіти і науки України
як підручник для студентів
теплотехнічних спеціальностей*

Львів - "Тріада Плюс"
2004

ББК 31.31

Л 12

УДК 536.24(075.8)

*Рекомендовано
Міністерством освіти і науки України
як підручник для теплотехнічних спеціальностей
(лист № 658 від 13.06.1997 р.)*

Рецензенти: А. Д. Молчанов, д-р техн. наук, проф.,
П. В. Білей, д-р техн. наук, проф.

Лабай В.Й.

Л 12 Тепломасообмін: Підручник для ВНЗ. - Львів: Тріада Плюс,
2004. - 260 с.

Викладені основні положення вчення про теплопровідність, конвективний теплообмін, теплообмін за фазових перетворень, теплообмін випромінюванням, теплопередачу, молекулярну і конвективну дифузії. Наведені відомості з теплового розрахунку теплообмінних апаратів і масовому - масообмінних.

Розрахований на студентів теплотехнічних спеціальностей політехнічних і будівельних ВНЗ. Підручник може бути використаний викладачами технікумів, коледжів і професійно-технічних училищ як методичний посібник та інженерами-теплотехніками як довідковий посібник для розрахунку тепломасообмінної апаратури різного призначення.

Іл. 48. Табл. 42. Бібліогр.: 46 назв.

Редактор І. Є. Гунько

ISBN 5-7763-8829-5

© В. Й. Лабай
© "Тріада Плюс", 2004

З М І С Т

Передмова.....	7
Вступ.....	8

Частина перша

ТЕПЛООБМІН

Розділ перший. Основні поняття і визначення	9
1.1. Способи перенесення теплоти.....	9
1.2. Кількісні характеристики перенесення теплоти.....	11
1.3. Теплові баланси	11
Розділ другий. Теплопровідність	13
2.1. Основний закон теплопровідності Фур'є	13
2.2. Коефіцієнт теплопровідності	15
2.2.1. Коефіцієнт теплопровідності газів	15
2.2.2. Коефіцієнт теплопровідності рідин	19
2.2.3. Коефіцієнт теплопровідності твердих тіл, зокрема будівельних матеріалів	21
2.3. Диференційне рівняння теплопровідності	23
2.4. Умови однозначності	27
2.5. Перенесення теплоти теплопровідністю за стаціонарного режиму	29
2.5.1. Однорідна плоска стінка	29
2.5.2. Багат шарова плоска стінка	32
2.5.3. Однорідна циліндрична стінка	34
2.5.4. Багат шарова циліндрична стінка	36
Розділ третій. Конвективний теплообмін (тепловіддача)	37
3.1. Основний закон конвективного теплообміну Ньютона-Ріхмана	37
3.2. Коефіцієнт тепловіддачі та основні фактори, які впливають на нього	38
3.2.1. Поняття про вільну і вимушену конвекції	39
3.2.2. Ламінарний і турбулентний режими течії. Фізична суть числа Рейнольдса	41
3.3. Поняття про гідродинамічний і тепловий приграничні шари	42
3.4. Система диференціальних рівнянь конвективного теплообміну	46
3.4.1. Диференційне рівняння нерозривності руху	47
3.4.2. Диференційне рівняння енергії, або конвективного теплообміну Фур'є-Кірхгофа	48
3.4.3. Диференційне рівняння руху рідини Нав'є-Стокса	51

3.5. Застосування теорії подібності для вивчення процесів тепловіддачі	53
3.5.1. Константи подібності	53
3.5.2. Числа (критерії) подібності	55
3.5.3. Рівняння подібності	58
3.6. Поняття про метод аналізу розмірностей та його застосування для отримання рівнянь подібності	60
3.7. Експериментальний метод отримання критеріальних рівнянь тепловіддачі	62
Розділ четвертий. Розрахункові залежності для визначення коефіцієнтів тепловіддачі	63
4.1. Тепловіддача під час вільної (природної) конвекції	64
4.1.1. Вільна конвекція в необмеженому просторі	64
4.1.2. Вільна конвекція в замкнутому обмеженому просторі	67
4.1.3. Природна конвекція між вільною плоскою поверхнею води і повітрям	69
4.2. Тепловіддача під час вимушеного руху теплоносія	70
4.2.1. Тепловіддача під час поздовжнього обтікання пластини	70
4.2.2. Тепловіддача між вільною плоскою поверхнею води і повітрям	72
4.2.3. Тепловіддача з поверхні краплин води до повітря	74
4.2.4. Тепловіддача під час течії рідини (газу) в прямих трубах або каналах та зміювиках	76
4.2.5. Тепловіддача під час течії рідини (газу) в кільцевому каналі теплообмінника типу “труба в трубі”	78
4.2.6. Тепловіддача під час течії рідини (газу) в міжтрубному просторі пучка гладких труб кожухотрубного теплообмінника	79
4.2.7. Тепловіддача під час обтікання пучка труб з поперечними ребрами	84
4.3. Тепловіддача під час зміни агрегатного стану речовини	87
4.3.1. Тепловіддача під час кипіння	87
4.3.2. Тепловіддача під час конденсації пари	92
4.4. Числові значення коефіцієнта тепловіддачі	98
Розділ п'ятий. Променевий теплообмін	99
5.1. Описання процесу і основні визначення	99
5.2. Основні закони променевого теплообміну	101
5.2.1. Закон Планка	101
5.2.2. Закон Віна	102
5.2.3. Закон Стефана-Больцмана	103
5.2.4. Закон Кірхгофа	104

5.2.5. Закон Ламберта	107
5.3. Теплообмін випромінюванням системи тіл з плоскопаралельними поверхнями в прозорому середовищі .	108
5.4. Променевий теплообмін між тілами в замкнутому просторі .	110
5.5. Променевий теплообмін між двома поверхнями, які довільно розташовані в просторі. Коефіцієнт опромінення тіла, або кутовий коефіцієнт випромінювання	113
5.6. Використання екранів для захисту від випромінювання	114
5.7. Теплове випромінювання газів	116
Розділ шостий. Теплопередача	118
6.1. Складний теплообмін як сукупна одночасна дія теплопровідності, конвекції і випромінювання	118
6.2. Теплопередача за сталих температур теплоносіїв	122
6.2.1. Теплопередача між двома рідинами (газами) через розділяючу їх плоску стінку	122
6.2.2. Теплопередача між двома рідинами (газами) через розділяючу їх циліндричну стінку	127
6.3. Способи інтенсифікації теплопередачі	133
6.4. Теплова ізоляція	138
6.4.1. Розрахунок товщини шару теплоізоляції для багатошарової плоскої стінки	138
6.4.2. Розрахунок товщини теплоізоляції для технологічного обладнання	140
6.4.3. Вибір товщини шару теплоізолятора для трубопроводів ..	143
Розділ сьомий. Основи теплового розрахунку теплообмінних апаратів	146
7.1. Типи теплообмінних апаратів	146
7.1.1. Рекуперативні теплообмінні апарати	146
7.1.2. Регенеративні теплообмінні апарати	148
7.1.3. Змішувальні теплообмінні апарати	148
7.2. Тепловий розрахунок теплообмінних апаратів рекуперативного типу	150
7.3. Види теплових розрахунків теплообмінників	156

Частина друга

МАСООБМІН

Розділ восьмий. Основні поняття і визначення	163
8.1. Способи перенесення маси	163
8.2. Кількісні характеристики перенесення маси	164

8.3. Масовий (матеріальний) баланс	165
Розділ дев'ятий. Молекулярна дифузія	166
9.1. Перший закон молекулярної дифузії Фіка	166
9.2. Коефіцієнт молекулярної дифузії	167
9.2.1. Коефіцієнт молекулярної дифузії газу в газі	168
9.2.2. Коефіцієнт молекулярної дифузії газів або краплинних рідин в рідинах	170
9.3. Стаціонарна одномірна молекулярна дифузія	172
Розділ десятий. Конвективний масообмін (масовіддача)	176
10.1. Основний закон конвективної масовіддачі	176
10.2. Коефіцієнт масовіддачі та основні фактори, які впливають на нього	178
10.3. Поняття про дифузійний приграничний шар	180
10.4. Диференційне рівняння конвективного масообміну в рухомому середовищі	181
10.5. Подібність процесів перенесення маси	185
10.6. Аналогія між перенесенням маси і теплоти	190
Розділ одинадцятий. Розрахункові залежності для визначення коефіцієнтів масовіддачі	192
11.1. Масовіддача під час природної конвекції між вільною плоскою поверхнею води і повітрям	192
11.2. Масовіддача під час вимушеної конвекції	194
11.2.1. Масовіддача між вільною плоскою поверхнею води і повітрям	194
11.2.2. Масовіддача з поверхні краплин води до повітря	197
Додатки	203
Список літератури	244
Алфавітно-предметний покажчик	247

ПЕРЕДМОВА

Цей підручник розрахований на студентів теплотехнічних спеціальностей політехнічних і будівельних ВНЗ насамперед спеціальності “Теплогазопостачання і вентиляція”. Однак автор не міг не врахувати потреби студентів інших спеціальностей.

Тепломасообмін як навчальна дисципліна зазнає зараз суттєвих змін. Якщо 20...25 років тому цей курс читався як загальноосвітній, то в останні роки він все помітніше набуває прикладної спрямованості, наближаючись до галузевої, промислової і будівельної теплотехніки. Підручник написаний згідно з програмою курсу, затвердженою Міністерством освіти і науки України в 1996 р.

У тепломасообміні, як і у будь-якій дисципліні, важливо подати передусім теоретичні основи знань. Тому значна частина обсягу підручника відведена викладенню теоретичних основ тепло- і масообміну. Водночас, виходячи із завдань інженерної підготовки, автор намагався подати в підручнику достатньо прикладних питань, щоб найбільше задовільнити вимоги спеціальності “Теплогазопостачання і вентиляція”, але уникнути розглядання подробиць, цікавих лише для вузьких спеціалістів. Викладачі, які читають невеликі курси з тепломасообміну, зможуть почерпнути з підручника той матеріал, який відповідає конкретній програмі того чи іншого курсу, і використати підручник як основу, додаючи і змінюючи його зміст відповідно до вимог випускаючих кафедр і власного досвіду.

Автор вельми вдячний рецензентам - д.т.н., проф. А.Д. Молчанову та д.т.н., проф. П.В. Білею, критичні зауваження яких сприяли поліпшенню якості книги, і редактору І.Є. Гунько, яка внесла багато цінних виправлень.

Автор буде вдячний за всі зауваження і побажання, які сприятимуть покращенню підручника.

Особливу подяку автор висловлює спонсорам цього видання підручника, зокрема АТ “НПК-Галичина”, ВАТ “Тернопільгаз”, ВАТ “Збаражгаз”, “Комфорт-сервіс”, ВАТ “Львівгаз”.

Автор

ВСТУП

Курс “Тепломасообмін” є базовою дисципліною насамперед для теплотехнічних спеціальностей, зокрема “Теплогазопостачання і вентиляція”. У зв’язку зі швидким розвитком теорії тепломасообміну рік у рік видозмінюється і вдосконалюється навчальний курс тепломасообміну, який вивчають студенти вищих навчальних закладів. Обсяг і рівень курсу повинні бути достатніми для засвоєння спеціальних дисциплін, розв’язування основних практичних задач і свідомого використання нової інформації з теорії тепломасообміну, яка з’являється в науково-технічній літературі.

Внаслідок вивчення тепломасообміну студенти повинні оволодіти не тільки теорією, а й методами розрахунку основних процесів тепломасообміну. У зв’язку з цим викладання окремих питань тепломасообміну, як правило, супроводжується розрахунковими формулами, за допомогою яких можна розв’язувати основні задачі тепломасообміну.

Однак було б помилкою звести курс тепломасообміну до збірника найпростіших розрахункових формул. Нині практика висуває перед наукою про тепломасообмін нові і різноманітні завдання, які потребують від інженера вміння самостійно і творчо використовувати основні закони і методи тепломасообміну. Значно розширилась можливість прикладного використання теорії тепломасообміну у зв’язку з все ширшим впровадженням в інженерну практику швидкодіючих ЕОМ. Багато завдань, які нещодавно розв’язувались тільки вузькими спеціалістами в галузі теорії тепломасообміну, можуть бути розв’язані в умовах виробництва. Для цього інженер повинен глибоко розуміти фізичні особливості розглянутих процесів і вміти математично описати досліджуване явище, а також з метою економії енергії і матеріалів раціонально розв’язувати питання проектування систем теплогазопостачання і вентиляції.

Крім лекцій вивчення курсу тепломасообміну супроводжується проведенням лабораторних і практичних (розв’язування задач) занять.

Тепломасообмін - порівняно молода наука. Особливо бурхливо вона розвивається в останні десятиріччя. Значний внесок у розвиток науки про тепломасообмін зробили вчені М.В.Кіріпчов, М.О.Міхеев, О.А.Гухман, С.С.Кутателадзе, О.В.Ликов, О.В.Нестеренко та багато інших.

Розділ перший

ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Теплообмін - це наука про самочинні незворотні процеси перенесення теплоти в просторі. Під процесом перенесення теплоти розуміють обмін внутрішньою енергією між окремими елементами і між ділянками розгляданого середовища.

1.1. СПОСОБИ ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ

Згідно з другим законом термодинаміки самочинний процес перенесення теплоти в просторі виникає під дією різниці температур і скерований в напрямку зменшення температури. Закономірності перенесення теплоти і кількісні характеристики цього процесу є предметом дослідження теорії теплообміну (теплоперенесення). Теплота може поширюватись у будь-яких речовинах і навіть через вакуум. Перенесення теплоти здійснюється трьома основними способами: теплопровідністю, конвекцією і тепловим випромінюванням.

Теплопровідність - це процес перенесення теплоти (енергії) мікрочастинками в тілах (або між ними), зумовлений змінністю температури в розгляданому просторі. У всіх речовинах теплота переноситься теплопровідністю. Молекули, атоми, електрони та інші мікрочастинки, які містяться в речовині, рухаються зі швидкостями, пропорційними їх температурі, і переносять енергію із зони з вищою температурою в зону з нижчою температурою. Теплопровідність в чистому вигляді частіше зустрічається у твердих тілах.

Конвекція теплоти - це процес перенесення теплоти під час переміщення макроскопічних об'ємів рідини або газу (текучого середовища) в просторі із зони з однією температурою в зону з іншою температурою. При цьому перенесення теплоти конвекцією нерозривно пов'язане з перенесенням самого середовища (рідини або газу). Конвекція можлива тільки в текучому середовищі. Конвекція

теплоти завжди супроводжується теплопровідністю. Спільний процес перенесення теплоти конвекцією і теплопровідністю називається **конвективним теплообміном**. Конвекцією можна переносити теплоту на великі віддалі. Наприклад, від ТЕЦ (теплоелектроцентралі) теплота переноситься трубами разом з рухомою гарячою водою на десятки кілометрів для опалення житлових будинків і промислових споруд. Рухоме середовище (в даному випадку - гаряча вода), яке використовується для перенесення теплоти на відстань, називається **теплоносієм**. У практиці часто зустрічається конвективний теплообмін між потоками рідини або газу і поверхнею твердого тіла. Цей процес отримав назву **конвективна тепловіддача**, або просто **тепловіддача** (теплота віддається рідиною або газом поверхні або навпаки).

Теплове випромінювання - це процес перенесення теплоти електромагнітними хвилями, зумовлений тільки температурою і оптичними властивостями випромінювального тіла. При цьому внутрішня енергія тіла (середовища) перетворюється в енергію випромінювання. Процес перетворення внутрішньої енергії речовини в енергію випромінювання, перенесення випромінювання і його поглинання речовиною називається **теплообмін випромінюванням**. Завдяки випромінюванню теплота переноситься у всіх промєнепрозорих середовищах, зокрема у вакуумі, наприклад, у космосі, де це єдино можливий спосіб перенесення теплоти між тілами.

У природі і техніці елементарні процеси перенесення теплоти - теплопровідність, конвекція і теплове випромінювання - часто відбуваються разом. Процеси теплопровідності і конвективного теплообміну може супроводжувати теплообмін випромінюванням. Теплообмін, зумовлений спільним перенесенням теплоти випромінюванням і теплопровідністю, називають **радіаційно-кондуктивним теплообміном**. Якщо перенесення теплоти здійснюється додатково і конвекцією, то такий процес називають **радіаційно-конвективним теплообміном**. Іноді радіаційно-кондуктивне і радіаційно-конвективне перенесення теплоти називають **складним теплообміном**.

У техніці і побуті відбуваються процеси теплообміну між різними рідинами (газами), розділеними твердою стінкою. Процес перенесення теплоти від гарячої рідини (газу) до холодної через розділяючу їх стінку називається **теплопередачею**. Теплопередача здійснюється різними процесами теплоперенесення. Так, наприклад, парогенерувальні труби котельного агрегата отримують теплоту від продуктів згоряння палива внаслідок радіаційно-конвективного теплообміну. Через шар зовнішнього забруднення, металеву стінку і шар накипу теплота

переноситься теплопровідністю. Від внутрішньої поверхні труби до омиваючої її рідини теплота переноситься конвективним теплообміном (тепловіддачею).

Процеси теплообміну можуть відбуватись в різних середовищах і різних сумішах, під час зміни і без зміни агрегатного стану робочих середовищ тощо. Залежно від цього теплообмін відбувається по різному і описується різними рівняннями.

1.2. КІЛЬКІСНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ

Інтенсивність перенесення теплоти характеризується **густиною теплового потоку**, або **питомим тепловим потоком**, тобто кількістю теплоти, яка переноситься 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 переноситься 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 переноситься за довільний проміжок часу τ через довільну поверхню F , позначимо Q_τ , Дж .

Використовуючи ці позначення, можна записати співвідношення між розглянутими величинами:

$$q = \frac{Q}{F} = \frac{Q_\tau}{F \cdot \tau}. \quad (1. 1)$$

1.3. ТЕПЛОВІ БАЛАНСИ

Для підрахунку теплового потоку складають і розв'язують теплові баланси, засновані на законі збереження енергії. Теплота, яка віддається нагрітим теплоносієм Q_1 , витрачається на нагрівання холодного теплоносія Q_2 , і деяка відносно невелика частина теплоти витрачається на компенсацію втрат теплоти апаратом в навколишнє середовище $Q_{\text{втр}}$. Величина $Q_{\text{втр}}$ в теплообмінних апаратах, покритих тепловою ізоляцією, не перевищує 3...5% корисно використаної теплоти. Тому в розрахунках нею можна знехтувати. Тоді **тепловий баланс** виразиться рівністю:

$$Q = Q_1 = Q_2, \quad (1. 2)$$

де Q - теплове навантаження апарата, Вт .

Нехай витрата нагрітого теплоносія становить G_1 , кг/с, його середня питома теплоємність (за сталого тиску) c_1 , Дж/(кг·К), і температура на вході в апарат t_{1n} та на виході з апарата $t_{1к}$, °С або К. Відповідно для холодного теплоносія - G_2 , c_2 , t_{2n} і $t_{2к}$. Якщо теплообмін відбувається без зміни агрегатного стану, то **рівняння теплового балансу** має вигляд:

$$Q = G_1 \cdot c_1 \cdot (t_{1n} - t_{1к}) = G_2 \cdot c_2 \cdot (t_{2к} - t_{2n}), \quad (1.3)$$

де середні питомі теплоємності відповідають середньоарифметичній температурі теплоносіїв.

Якщо теплообмін відбувається під час зміни агрегатного стану теплоносія (конденсація пари, випаровування рідини тощо), то в тепловому балансі повинна враховуватись теплота, яка виділяється або поглинається за фізичного перетворення. У випадку використання перегрітої пари **теплове навантаження апарата** складається з теплоти, яка віддається перегрітою парою від температури t_n до температури насичення t_n , теплоти конденсації насиченої пари і теплоти, яка виділяється під час охолодження конденсату:

$$Q = G \cdot c_n \cdot (t_n - t_{н}) + G \cdot r + G \cdot c_k \cdot (t_n - t_k), \quad (1.4)$$

де r - питома теплота конденсації, Дж/кг; c_n і c_k - відповідно питома теплоємність перегрітої пари і конденсату, Дж/(кг·К); t_k - температура конденсату на виході з апарата, °С або К.

Під час обігрівання насиченою парою, якщо конденсат не охолоджується, тобто $t_k = t_n = t_n$, перший і третій члени правої частини рівняння (1.4) з теплового балансу вилучаються.

Добуток витрати теплоносія G на його середню питому теплоємність c умовно називають **водяним еквівалентом W** . Числове значення W визначає кількість води, яка за своєю тепловою ємністю еквівалентна кількості теплоти, яка необхідна для нагрівання даного теплоносія на 1 °С за заданої його витрати. Тому, якщо теплоємності обмінюваних теплотою рідин (c_1 і c_2) можна вважати незалежними від температури, то рівняння теплового балансу (1.3) набирає вигляду:

$$Q = W_1 \cdot (t_{1n} - t_{1к}) = W_2 \cdot (t_{2к} - t_{2n}), \quad (1.5)$$

де W_1 і W_2 - водяний еквівалент нагрітого і холодного теплоносія відповідно, Вт/К.

ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

2.1. ОСНОВНИЙ ЗАКОН ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ ФУР'Є

Перенесення теплоти теплопровідністю залежить від розподілення температури в об'ємі тіла. Сукупність значень температури у всіх точках тіла в даний момент часу називається **температурним полем**. Загалом температура є функцією трьох просторових координат і часу. Тому математичне описання температурного поля матиме вигляд:

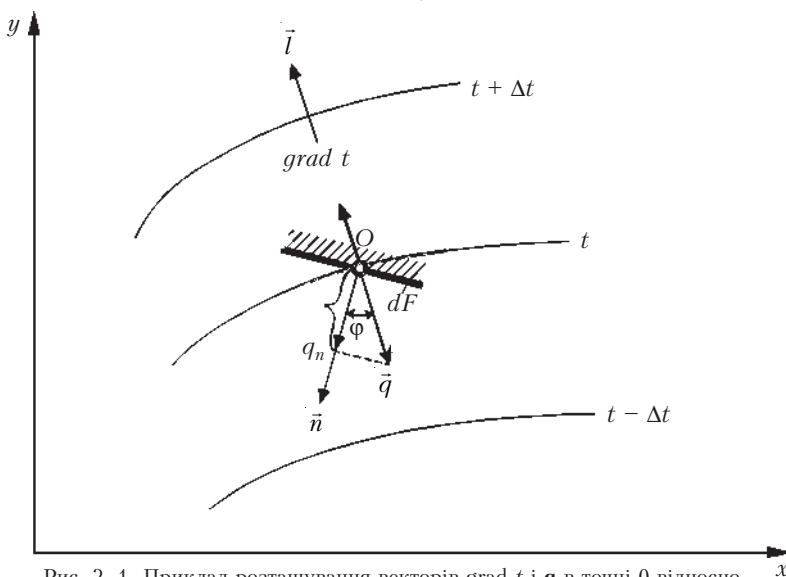


Рис. 2. 1. Приклад розташування векторів $\text{grad } t$ і $\mathbf{q}$ в точці O відносно ізотермічних ліній двовірного температурного поля

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (2. 1)$$

Часто температура змінюється тільки по одній або двох просторових координатах, відповідно температурне поле буде одно- або двовірним ($t = f_1(x, \tau)$ за $\frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0$; $t = f_2(x, y, \tau)$ за $\frac{\partial t}{\partial z} = 0$). Крім цього, розрізняють **стаціонарне (усталене) температурне поле**, коли температура у всіх точках тіла не змінюється з часом $t \neq f(\tau)$ ($\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$), і **нестационарне (неусталене)**, коли $t = f(\tau)$ ($\frac{\partial t}{\partial \tau} \neq 0$). Най-

простіший вигляд має рівняння одномірного стаціонарного температурного поля:

$$t = f_3(x) \text{ за } \frac{\partial t}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \quad (2. 2)$$

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

$$\text{grad } t = \mathbf{l}_0 \cdot \frac{\partial t}{\partial l}, \text{ К/м}, \quad (2. 3)$$

де $\mathbf{l}_0$ - одиничний вектор, нормальний до ізотермічної поверхні і скерований в напрямку зростання температури; $\frac{\partial t}{\partial l}$ - похідна від температури по нормалі l .

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

$$\mathbf{q} = -\lambda \cdot \text{grad } t, \quad (2. 4)$$

де λ - **коефіцієнт теплопровідності** речовини, Вт/(м·К).

Знак мінус у рівнянні (2. 4) вказує на те, що вектор $\mathbf{q}$ скерований протилежно векторові $\text{grad } t$, тобто в напрямку найбільшого зменшення температури. Густина теплового потоку q_n в будь-якому напрямку $\mathbf{n}$ (рис 2. 1) дорівнює проекції вектора $\mathbf{q}$ на цей напрямок $\mathbf{n}$:

$$q_n = \mathbf{q} \cdot \cos \varphi = -\lambda \cdot \text{grad } t \cdot \cos \varphi. \quad (2. 5)$$

Враховуючи, що $\text{grad } t \cdot \cos \varphi = \frac{\partial t}{\partial n}$, можна записати:

$$q_n = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (2. 6)$$

Тепловий потік dQ_n через елементарну площу поверхні dF , яка перпендикулярна напрямкові $\mathbf{n}$, дорівнюватиме:

$$dQ_n = q_n \cdot dF = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF. \quad (2. 7)$$

Повний тепловий потік Q через будь-яку поверхню F можна знайти інтегруванням:

$$Q = \int_F dQ_n = \int_F q_n dF = - \int_F \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF. \quad (2. 8)$$

Повна кількість теплоти Q_τ , Дж, яка переноситься теплопровідністю за час τ через будь-яку поверхню F , дорівнює:

$$Q_\tau = - \int_0^\tau \int_F \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF d\tau. \quad (2. 9)$$

2.2. КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

Коефіцієнт теплопровідності λ в законі Фур'є (2. 4) характеризує здатність даної речовини переносити теплоту. Значення коефіцієнтів теплопровідності наводяться в довідниках теплофізичних властивостей речовин. Переважно коефіцієнт теплопровідності для різних матеріалів визначається експериментально різними методами. Коефіцієнт теплопровідності загалом залежить від температури, тиску і роду речовини. Чисельно коефіцієнт теплопровідності λ дорівнює густині теплового потоку за градієнта температури 1 К/м:

$$\lambda = \frac{|q|}{|\text{grad } t|}, \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К}). \quad (2. 10)$$

Охарактеризувати вплив різних параметрів, а інколи і оцінити значення λ , можна на основі механізму перенесення теплоти в речовині.

Через те, що тіла можуть мати різну температуру, а за наявності теплообміну і в самому тілі температура буде розподілена нерівномірно, то насамперед необхідно знати залежність коефіцієнта теплопровідності від температури. Досліди показують, що для багатьох речовин з достатньою для практики точністю залежність коефіцієнта теплопровідності від температури можна прийняти лінійною:

$$\lambda_t = \lambda_{t_0} \cdot [1 + b \cdot (t - t_0)], \quad (2. 11)$$

де λ_{t_0} - значення коефіцієнта теплопровідності за температури t_0 ; b - сталий температурний коефіцієнт, який визначається дослідями, K^{-1} .

2.2.1. Коефіцієнт теплопровідності газів. У газах носіями теплової енергії є молекули, які рухаються хаотично. Завдяки зіткненню і перемішуванню молекул енергія із зон з вищою температурою переноситься в зони з нижчою температурою. Згідно з молекулярно-кінетичною теорією коефіцієнт теплопровідності в газах переважно залежить

від швидкості руху молекул, яка, своєю чергою, зростає із збільшенням температури і зменшенням маси молекул.

Коефіцієнт теплопровідності газів суттєво не змінюється зі зміною тиску, тому що зі зростанням тиску однаково збільшується густина ρ і зменшується середня довжина вільного пробігу молекул газу між зіткненнями $\bar{l}$, а добуток $\bar{l} \cdot \rho$ зберігається сталим. Виняток становлять дуже малі ($< 2.66 \cdot 10^3$ Па) і дуже великі ($> 2 \cdot 10^9$ Па) тиски.

Коефіцієнт теплопровідності газу за невисоких тисків ($\leq 2 \cdot 10^9$ Па) і певної температури можна визначити за формулою:

$$\lambda = B \cdot c_v \cdot \mu, \quad (2.12)$$

де c_v - питома теплоємність газу за сталого об'єму, Дж/(кг · К); μ - динамічний коефіцієнт в'язкості газу, Па·с; $B = 0.25 \cdot (9 \cdot k - 5)$ - сталий коефіцієнт; $k = c_p/c_v$ - показник адіабати газу.

Тому що для газів даної атомності відношення c_p/c_v є величина майже стала, то для одноатомних газів $B = 2.5$ ($k = 1.67$), для двоатомних $B = 1.9$ ($k = 1.4$), для триатомних $B = 1.72$ ($k = 1.33$).

Для газових сумішей коефіцієнт теплопровідності не визначається за законом адитивності.

Теплоємність газів зростає з підвищенням температури. Звідси і коефіцієнт теплопровідності для газів з підвищенням температури зростає.

Коефіцієнт теплопровідності λ газів за 0°C знаходиться в межах від 0.006 до 0.163 Вт/(м · К).

Найбільшу теплопровідність має найлегший газ - водень. За кімнатної температури (20°C) коефіцієнт теплопровідності водню $\lambda = 0.172$ Вт/(м · К). У важчих газів теплопровідність менша: в діоксиду вуглецю $\lambda = 0.023$ Вт/(м · К), в повітря $\lambda = 0.026$ Вт/(м · К).

Приклад 2. 1. Розрахувати коефіцієнт теплопровідності сухого повітря за 20°C .

Розв'язування.

Питома теплоємність сухого повітря за сталого тиску при 20°C (дод. 1) $c_p = 1.005 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К).

Питому теплоємність сухого повітря за сталого об'єму визначаємо з відношення (показника адіабати) (дод. 2):

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1.4;$$

$$c_v = \frac{c_p}{1.4} = \frac{1.005 \cdot 10^3}{1.4} = 0.718 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг · К)}.$$

Динамічний коефіцієнт в'язкості сухого повітря за 20°C (дод. 1) $\mu = 18.5 \times 10^{-6}$ Па·с.

Вважаємо, що сухе повітря - двоатомний газ, для якого коефіцієнт $B = 1.9$.

Коефіцієнт теплопровідності сухого повітря за 20 °С визначаємо за формулою (2. 12):

$$\lambda = B \cdot c_v \cdot \mu = 1.9 \cdot 0.718 \cdot 10^3 \cdot 18.5 \cdot 10^{-6} = 0.0252 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

За експериментальними даними (дод. 1) $\lambda = 0.0259 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Похибка розрахунку за формулою (2. 12) становить:

$$\frac{0.0259 - 0.0252}{0.0252} \cdot 100 = 2.8 \% .$$

Приклад 2. 2. Розрахувати коефіцієнт теплопровідності водяної пари за 20 °С. Розв'язування.

Питома теплоємність водяної пари за сталого тиску при 20 °С (дод. 3) $c_p = 1.874 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

Питома теплоємність водяної пари за сталого об'єму визначаємо з відношення (показника адіабати) як для триатомного газу:

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1.33;$$

$$c_v = \frac{c_p}{1.33} = \frac{1.874 \cdot 10^3}{1.33} = 1.409 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Динамічний коефіцієнт в'язкості водяної пари за 20 °С (дод. 3) $\mu = 8.85 \times 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Для водяної пари як для триатомного газу коефіцієнт $B = 1.72$.

Коефіцієнт теплопровідності водяної пари за 20 °С визначаємо за формулою (2.12):

$$\lambda = B \cdot c_v \cdot \mu = 1.72 \cdot 1.409 \cdot 10^3 \cdot 8.85 \cdot 10^{-6} = 0.0214 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

За експериментальними даними (дод. 3) $\lambda = 0.0188 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Похибка розрахунку за формулою (2. 12) становить:

$$\frac{0.0214 - 0.0188}{0.0214} \cdot 100 = 12.1 \% .$$

Приклад 2. 3. Порахувати коефіцієнт теплопровідності за 0 °С для газової суміші складу: H_2 - 50%, CO - 40%, N_2 - 10% (за об'ємом).

Розв'язування.

Правило адитивності непридатне. Наближено можна визначити коефіцієнт теплопровідності суміші газів за формулою (2.12) так.

Випишемо значення фізико-хімічних констант для окремих компонентів газової суміші:

- мольної маси (дод. 2)

$$M_{\text{H}_2} = 2.0 \text{ кг}/\text{кмоль}; \quad M_{\text{CO}} = 28 \text{ кг}/\text{кмоль}; \quad M_{\text{N}_2} = 28 \text{ кг}/\text{кмоль};$$

- питомої теплоємності за сталого об'єму (дод. 2)

$$c_{v_{\text{H}_2}} = 10.14 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}); \quad c_{v_{\text{CO}}} = 0.754 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К});$$

$$c_{v_{\text{N}_2}} = 0.746 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$$

(вважаємо, що теплоємність газів зі зміною температури змінюється незначно);
 - динамічного коефіцієнта в'язкості за 0 °С (дод. 2)

$$\mu_{\text{H}_2} = 8.42 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}; \quad \mu_{\text{CO}} = 16.6 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}; \quad \mu_{\text{N}_2} = 17 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}.$$

Знаходимо мольну масу суміші газів за формулою:

$$\begin{aligned} M_{\text{сум}} &= y_{\text{H}_2} \cdot M_{\text{H}_2} + y_{\text{CO}} \cdot M_{\text{CO}} + y_{\text{N}_2} \cdot M_{\text{N}_2} = \\ &= 0.5 \cdot 2.0 + 0.4 \cdot 28 + 0.1 \cdot 28 = 15.0 \text{ кг/кмоль}, \end{aligned}$$

де y_{H_2} , y_{CO} , y_{N_2} - мольна частка відповідного компонента газової суміші (для газів об'ємна і мольна частки однакові).

Визначаємо масову частку кожного компонента газової суміші:

$$\bar{y}_{\text{H}_2} = \frac{y_{\text{H}_2} \cdot M_{\text{H}_2}}{M_{\text{сум}}} = \frac{0.5 \cdot 2.0}{15.0} = 0.067;$$

$$\bar{y}_{\text{CO}} = \frac{y_{\text{CO}} \cdot M_{\text{CO}}}{M_{\text{сум}}} = \frac{0.4 \cdot 28}{15.0} = 0.746;$$

$$\bar{y}_{\text{N}_2} = \frac{y_{\text{N}_2} \cdot M_{\text{N}_2}}{M_{\text{сум}}} = \frac{0.1 \cdot 28}{15.0} = 0.187.$$

Визначаємо питому теплоємність за сталого об'єму суміші газів:

$$\begin{aligned} c_{v_{\text{сум}}} &= \bar{y}_{\text{H}_2} \cdot c_{v_{\text{H}_2}} + \bar{y}_{\text{CO}} \cdot c_{v_{\text{CO}}} + \bar{y}_{\text{N}_2} \cdot c_{v_{\text{N}_2}} = \\ &= (0.067 \cdot 10.14 + 0.746 \cdot 0.754 + 0.187 \cdot 0.746) \cdot 10^3 = 1.381 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}). \end{aligned}$$

Знаходимо динамічний коефіцієнт в'язкості газової суміші за наближеною формулою:

$$\begin{aligned} \mu_{\text{сум}} &= \frac{1}{\frac{\bar{y}_{\text{H}_2}}{\mu_{\text{H}_2}} + \frac{\bar{y}_{\text{CO}}}{\mu_{\text{CO}}} + \frac{\bar{y}_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}} = \\ &= \frac{1}{\frac{0.067}{8.42 \cdot 10^{-6}} + \frac{0.746}{16.6 \cdot 10^{-6}} + \frac{0.187}{17 \cdot 10^{-6}}} = 15.7 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}. \end{aligned}$$

Компоненти заданої газової суміші є двоатомними, тоді коефіцієнт $B = 1.9$.

Визначаємо коефіцієнт теплопровідності газової суміші за формулою (2. 12):

$$\lambda_{\text{сум}} = B \cdot c_{v_{\text{сум}}} \cdot \mu_{\text{сум}} = 1.9 \cdot 1.381 \cdot 10^3 \cdot 15.7 \cdot 10^{-6} = 0.041 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

Порівняємо отриманий результат з тим, коли розрахувати коефіцієнт теплопровідності газової суміші за правилом адитивності, користуючись даними (дод. 4):

- для адитивності за об'ємом

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{сум}} &= y_{\text{H}_2} \cdot \lambda_{\text{H}_2} + y_{\text{CO}} \cdot \lambda_{\text{CO}} + y_{\text{N}_2} \cdot \lambda_{\text{N}_2} = \\ &= 0.5 \cdot 0.1628 + 0.4 \cdot 0.0221 + 0.1 \cdot 0.0233 = 0.0926 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \end{aligned}$$

$$\text{похибка становить: } \frac{0.0926 - 0.041}{0.041} \cdot 100 = 126 \%;$$

- для адитивності за масою

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{сум}} &= \bar{y}_{\text{H}_2} \cdot \lambda_{\text{H}_2} + \bar{y}_{\text{CO}} \cdot \lambda_{\text{CO}} + \bar{y}_{\text{N}_2} \cdot \lambda_{\text{N}_2} = \\ &= 0.067 \cdot 0.1628 + 0.746 \cdot 0.0221 + 0.187 \cdot 0.0233 = 0.0318 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \end{aligned}$$

$$\text{похибка становить: } \frac{0.041 - 0.0318}{0.041} \cdot 100 = 22 \%.$$

2.2.2. Коефіцієнт теплопровідності рідин. Механізм поширення теплоти в краплинних рідинах можна припустити як перенесення енергії неузгодженими пружними коливаннями. Здебільшого ця теорія для рідин знайшла добре підтвердження. На основі цієї теорії виведена формула для коефіцієнта теплопровідності рідини за певної температури такого вигляду:

$$\lambda = A \cdot c_p \cdot \rho \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}}, \quad (2. 13)$$

де c_p - питома теплоємність рідини за сталого тиску, Дж/(кг · К); ρ - густина рідини, кг/м³; M - мольна маса рідини, кг/кмоль; A - сталий коефіцієнт, який залежить від ступеня асоціації рідини.

Для асоційованих рідин (наприклад, води, спиртів тощо) $A = 3.58 \times 10^{-8}$, для неасоційованих і слабо асоційованих рідин (наприклад, бензолу, рідкого метану тощо) $A = 4.22 \cdot 10^{-8}$.

Коефіцієнт теплопровідності рідини за довільної температури визначається за формулою (2. 11). Досліди показують, що здебільшого для рідин з підвищенням температури коефіцієнт теплопровідності λ зменшується, виняток становлять вода і гліцерин.

Для більшості органічних рідин у межах температур 0...120 °С коефіцієнт теплопровідності $\lambda = 0.25...0.12$ Вт/(м · К), для води в межах вказаних температур $\lambda = 0.55...0.69$ Вт/(м · К). Загалом коефіцієнт теплопровідності краплинних рідин знаходиться в межах від 0.1 до 0.7 Вт/(м · К). Вода є одним з кращих провідників теплоти.

З підвищенням тиску коефіцієнти теплопровідності рідин зростають.

Приклад 2. 4. Розрахувати коефіцієнт теплопровідності води за 80 °С.

Розв'язування.

Питома теплоємність води за 20 °С (дод. 5) $c_p = 4190$ Дж/(кг · К).

Густина води за 20 °С (дод. 5) $\rho = 998$ кг/м³.

Коефіцієнт теплопровідності води за 20 °С визначаємо за формулою (2. 13):

$$\lambda_{20} = A \cdot c_p \cdot \rho \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}} = 3.58 \cdot 10^{-8} \cdot 4190 \cdot 998 \cdot \sqrt[3]{\frac{998}{18}} = 0.571 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}),$$

де $A = 3.58 \cdot 10^{-8}$ для асоційованих рідин;

$M = 18 \text{ кг}/\text{кмоль}$ - мольна маса води (дод. 6).

Коефіцієнт теплопровідності води за 80 °С визначаємо за формулою (2. 11):

$$\lambda_{80} = \lambda_{20} \cdot [1 + b \cdot (t - 20)] = 0.571 \cdot [1 + 2.4 \cdot 10^{-3} \cdot (80 - 20)] = 0.653 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}),$$

де $b = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ - температурний коефіцієнт для води (дод. 7).

За експериментальними даними (дод. 5) $\lambda_{80} = 0.675 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Похибка розрахунків за формулами (2. 13) і (2. 11) становить:

$$\frac{0.675 - 0.653}{0.653} \cdot 100 = 3.4 \text{ } \%$$

Приклад 2. 5. Розрахувати коефіцієнт теплопровідності 23.1% (мас.) водного розчину хлористого натрію (NaCl) за 80 °С.

Розв'язування.

За дод. 8 питома теплоємність 23.1% розчину хлористого натрію за 20 °С

$$c_p = 3345 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Густина 23.1 % розчину хлористого натрію (дод. 8)

$$\rho = 1175 \text{ кг}/\text{м}^3.$$

Мольну частку води в розчині визначаємо за формулою:

$$x_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\bar{x}_{\text{H}_2\text{O}} / M_{\text{H}_2\text{O}}}{\bar{x}_{\text{NaCl}} / M_{\text{NaCl}} + \bar{x}_{\text{H}_2\text{O}} / M_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{76.9 / 18}{23.1 / 58.5 + 76.9 / 18} = 0.915 ,$$

де $\bar{x}_{\text{H}_2\text{O}} = 1 - 0.231 = 0.769$ і $\bar{x}_{\text{NaCl}} = 0.231$ - масова частка, відповідно, води і хлористого натрію в розчині;

$M_{\text{H}_2\text{O}} = 18 \text{ кг}/\text{кмоль}$ і $M_{\text{NaCl}} = 58.5 \text{ кг}/\text{кмоль}$ - мольна маса, відповідно, води і хлористого натрію (дод. 6),

а мольну частку хлористого натрію:

$$x_{\text{NaCl}} = 1 - x_{\text{H}_2\text{O}} = 1 - 0.915 = 0.085.$$

Мольна маса розчину

$$M = x_{\text{H}_2\text{O}} \cdot M_{\text{H}_2\text{O}} + x_{\text{NaCl}} \cdot M_{\text{NaCl}} = 0.915 \cdot 18 + 0.085 \cdot 58.5 = 21.44 \text{ кг}/\text{кмоль}.$$

Коефіцієнт теплопровідності 23.1 % розчину хлористого натрію за 20 °С визначаємо за формулою (2. 13):

$$\lambda_{20} = A \cdot c_p \cdot \rho \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}} = 3.58 \cdot 10^{-8} \cdot 3345 \cdot 1175 \cdot \sqrt[3]{\frac{1175}{21.44}} = 0.534 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

(Водний розчин NaCl належить до асоційованих рідин).

За експериментальними даними (дод. 8) $\lambda_{20} = 0.565 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Похибка розрахунку за формулою (2. 13) становить:

$$\frac{0.565 - 0.534}{0.534} \cdot 100 = 5.8 \ \%.$$

Коефіцієнт теплопровідності 23.1% водного розчину хлористого натрію за 80 °С визначаємо за формулою:

$$\lambda_{80} = \lambda_{20} \cdot \frac{\lambda_{80}}{\lambda_{20}} = 0.534 \cdot \frac{0.675}{0.599} = 0.602 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}),$$

де $\lambda_{80} = 0.675$ і $\lambda_{20} = 0.599 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ - коефіцієнти теплопровідності води за 80 і 20 °С відповідно (дод. 5).

Приклад 2. 6. Визначити коефіцієнт теплопровідності для рідкого метану за $t = -160.6$ °С і порівняти отримане значення з експериментальним.

Розв'язування.

Питома теплоємність рідкого метану за $T = 112.5 \text{ К}$ [37] $c_p = 3.47 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$.

Густина рідкого метану [37] $\rho = 423 \text{ кг}/\text{м}^3$.

Рідкий метан належить до неасоційованих рідин.

Коефіцієнт теплопровідності рідкого метану за $t = -160.6$ °С визначаємо за формулою (2. 13):

$$\lambda = A \cdot c_p \cdot \rho \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}} = 4.22 \cdot 10^{-8} \cdot 3.47 \cdot 10^3 \cdot 423 \cdot \sqrt[3]{\frac{423}{16}} = 0.185 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}),$$

де $A = 4.22 \cdot 10^{-8}$ для неасоційованих рідин;

$M = 16 \text{ кг}/\text{кмоль}$ - мольна маса метану (дод. 6).

Коефіцієнт теплопровідності рідкого метану за $t = -160.6$ °С дорівнює $0.194 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ [37]. Похибка обчислення за формулою (2. 13) становить:

$$\frac{0.194 - 0.185}{0.185} \cdot 100 = 4.9 \ \%.$$

2.2.3. Коефіцієнти теплопровідності твердих тіл, зокрема будівельних матеріалів. В металах теплопровідність зумовлена тепловим рухом електронів ("електронного газу"), які в три тисячі разів легші від молекул найлегшого газу - водню. Тому і теплопровідність металів значно вища, ніж газів.

Найбільший коефіцієнт теплопровідності мають чисті срібло і мідь: $\lambda \approx 400 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Для вуглецевих сталей $\lambda \approx 50 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, а для легованих сталей - $\approx 10 \dots 26 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Водночас у чистого заліза

$\lambda \approx 70 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$. Цей приклад характеризує загальну тенденцію різкого зменшення теплопровідності металів за наявності в них домішок внаслідок того, що спотворення домішками кристалічної ґратки заважають рухові електронів. Із збільшенням температури коефіцієнт теплопровідності чистих металів зменшується, а сплавів - зростає.

Розплавлені метали мають менші коефіцієнти теплопровідності, ніж тверді, оскільки під час плавлення руйнується упорядкована кристалічна ґратка і атоми, які хаотично рухаються, заважають рухові електронів.

У діелектриків з підвищенням температури коефіцієнт теплопровідності переважно збільшується.

Як правило, для матеріалів з вищою густиною коефіцієнт теплопровідності має вище значення. Він залежить від структури матеріалу, його пористості і вологості.

Багато будівельних і, особливо, теплоізоляційних матеріалів мають пористу структуру (цегла, бетон, азбест, шлак тощо) і застосування закону Фур'є до таких тіл є значною мірою умовним. Наявність пор в матеріалі не дає змоги розглядати такі тіла як суцільне середовище.

Умовним є також коефіцієнт теплопровідності пористого матеріалу, що має зміст коефіцієнта теплопровідності деякого однорідного тіла, через яке за однакових форми, розмірів і температур на межах проходить та сама кількість теплоти, що і через дане пористе тіло.

Коефіцієнт теплопровідності порошкоподібних і пористих тіл значною мірою залежить від їх густини. Наприклад, за зростання густини від 400 до 800 $\text{кг}/\text{м}^3$ коефіцієнт теплопровідності азбесту збільшується від 0.105 до 0.248 $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$. Такий вплив густини на коефіцієнт теплопровідності пояснюється тим, що теплопровідність повітря, яке заповнює пори, значно менша, ніж твердих компонентів пористого матеріалу.

Ефективний коефіцієнт теплопровідності пористих матеріалів залежить також від вологості. Для вологого матеріалу коефіцієнт теплопровідності значно більший, ніж для сухого і води окремо. Наприклад, для сухої цегли $\lambda = 0.45$, для води $\lambda = 0.60$, а для вологої цегли $\lambda \approx 1.0 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$. Цей ефект можна пояснити конвективним перенесенням теплоти, яке виникає завдяки капілярному рухові води всередині пористого матеріалу, і частково тим, що адсорбційно зв'язана волога має інші характеристики порівняно з вільною водою.

Коефіцієнти теплопровідності будівельних і теплоізоляційних матеріалів мають значення, які знаходяться в межах від 0.025 до 2.9 $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$.

Матеріали з низьким значенням коефіцієнта теплопровідності (менше $0.25 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$), які звичайно застосовуються для теплової ізоляції, називаються **теплоізоляційними**.

2.3. ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

Вивчення будь-якого фізичного явища зводиться до встановлення залежності між величинами, які характеризують це явище. Для складних фізичних процесів, в яких визначальні величини можуть суттєво відрізнитись в просторі і часі, встановити залежність між цими величинами дуже важко. В цих випадках застосовують метод математичної фізики, який полягає в тому, що обмежується проміжок часу до $d\tau$ та зі всього простору розглядається лише елементарний об'єм dv . Це дає змогу в межах елементарного об'єму і вибраного малого відрізка часу знехтувати зміною деяких величин, які характеризують процес, і суттєво спростити залежність.

Вибрані елементарний об'єм dv і елементарний проміжок часу $d\tau$, в межах яких розглядається досліджуваний процес, з математичного погляду є величинами безмежно малими, а з фізичного погляду - величинами ще достатньо великими, щоб в їх межах можна було ігнорувати дискретною будовою середовища і розглядати його як континуум (суцільне). Отримана залежність є загальним диференціальним рівнянням розглянутого процесу. Інтегруючи диференціальне рівняння, можна отримати аналітичну залежність між величинами для всієї області інтегрування і всього розглянутого проміжка часу.

Виділимо в однорідному та ізотропному тілі елементарний паралелепіпед об'ємом dv з ребрами dx , dy , dz (рис. 2. 2). Фізичні властивості тіла: густина ρ , теплоємність c_p і теплопровідність λ - однакові у всіх точках паралелепіпеда і не змінюються в часі. Температура на лівій грані $dydz$ дорівнює t , на протилежній грані $-t + \frac{\partial t}{\partial x} dx$.

Кількість теплоти, яка входить в паралелепіпед через його грані за проміжок часу $d\tau$:

по осі x через грань $dydz$

$$Q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dydzd\tau,$$

по осі y через грань $dx dz$

$$Q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} dx dz d\tau,$$

по осі z через грань $dx dy$

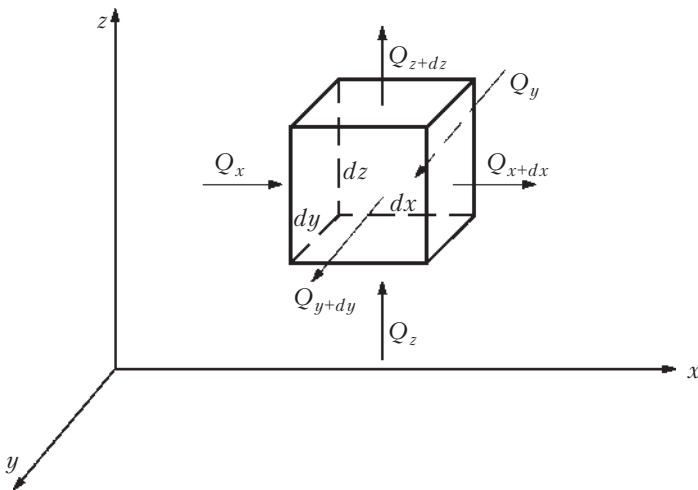


Рис. 2. 2. До виведення диференційного рівняння теплопровідності

$$Q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z} dx dy d\tau.$$

Кількість теплоти, яка виходить з паралелепіпеда через протилежні грані за той самий проміжок часу:

по осі x

$$Q_{x+dx} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dy dz d\tau + \left[-\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right) dx dy dz d\tau \right],$$

по осі y

$$Q_{y+dy} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} dx dz d\tau + \left[-\lambda \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right) dy dx dz d\tau \right],$$

по осі z

$$Q_{z+dz} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z} dx dy d\tau + \left[-\lambda \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial t}{\partial z} \right) dz dx dy d\tau \right].$$

Різниця між кількостями теплоти, яка увійшла в паралелепіпед і вийшла з нього за проміжок часу $d\tau$, становить:

по осі x

$$dQ_x = Q_x - Q_{x+dx} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dx dy dz d\tau,$$

по осі y

$$dQ_y = Q_y - Q_{y+dy} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dy dx dz d\tau ,$$

по осі z

$$dQ_z = Q_z - Q_{z+dz} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} dz dx dy d\tau .$$

Повний приріст теплоти в паралелепіпеді за проміжок часу $d\tau$

$$dQ = dQ_x + dQ_y + dQ_z = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dx dy dz d\tau ,$$

або, враховуючи, що $dx dy dz = dv$, отримаємо:

$$dQ = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dv d\tau .$$

Вираз у дужках становить оператор Лапласа $\nabla^2 t$. Отже:

$$dQ = \lambda \nabla^2 t dv d\tau . \quad (\text{А})$$

За законом збереження енергії приріст кількості теплоти в паралелепіпеді дорівнює кількості теплоти, що витрачається на зміну внутрішньої енергії, або ентальпії паралелепіпеда, яка становить

$$dQ = c_p \rho dv \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau , \quad (\text{Б})$$

причому $\frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau$ є зміною температури паралелепіпеда за проміжок часу $d\tau$. Прирівнюємо вирази (А) і (Б):

$$c_p \rho dv \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau = \lambda \nabla^2 t dv d\tau ,$$

Позначивши $\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} = a$ і скоротивши $dv d\tau$, отримаємо:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \cdot \nabla^2 t . \quad (2. 14)$$

Рівняння (2. 14) визначає розподілення температур у будь-якій точці тіла, через яке тепло переноситься теплопровідністю, і називається **диференціальним рівнянням теплопровідності в нерухомому середовищі**, або **рівнянням Фур'є** (коли тіло не має внутрішніх джерел теплоти $q_v = 0$).

Коефіцієнт пропорційності a в рівнянні (2. 14) називається **коефіцієнтом температуропровідності**:

$$[a] = \left[\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \right] = \left[\frac{\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}}{\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \cdot \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} \right] = \left[\frac{\frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м} \cdot \text{К}}}{\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \cdot \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} \right] = \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]$$

i є фізичним параметром речовини. Він суттєвий для нестационарних теплових процесів і характеризує швидкість зміни температури.

Коефіцієнт температуропровідності a є мірою **теплоінерційних** властивостей тіла: за інших однакових умов швидше нагріється або охолонуть те тіло, яке має більший коефіцієнт температуропровідності.

Коефіцієнт температуропровідності залежить від роду речовини. Наприклад, рідини і гази мають більшу теплову інерційність і, отже, малий коефіцієнт температуропровідності. Метали мають малу теплову інерційність тому, що вони мають більший коефіцієнт температуропровідності.

Для усталеного процесу перенесення теплоти теплопровідністю $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$ (температура не змінюється з часом) і рівняння (2. 14) в цьому випадку набуває вигляду:

$$a \cdot \nabla^2 t = 0. \quad (2. 15)$$

Однак величина a не може дорівнювати нулеві і, отже,

$$\nabla^2 t = 0,$$

або

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \quad (2. 16)$$

Рівняння (2. 16) є **диференціальним рівнянням теплопровідності в нерухомому середовищі для усталеного теплового режиму**.

Рівняння (2. 14) і (2. 16) загалом описують розподілення температур під час перенесення теплоти теплопровідністю без врахування, зокрема, форми тіла, через яке проводиться теплота. Для конкретних умов ці рівняння доповнюють граничними умовами, які враховують, наприклад, геометричні фактори.

2.4. УМОВИ ОДНОЗНАЧНОСТІ

Диференційне рівняння теплопровідності виведене на підставі загальних законів фізики, тому воно описує цілий ряд явищ теплопровідності. Щоб з незліченої кількості виділити конкретний процес теплопровідності і подати його повне математичне описання, до диференційного рівняння необхідно додати математичне описання всіх часткових особливостей розгляданого процесу. Ці часткові особливості, які разом з диференціальним рівнянням дають повне математичне описання конкретного процесу теплопровідності, називаються **умовами однозначності**, або **крайовими умовами**.

Умови однозначності містять:

- геометричні умови, які характеризують форму і розміри тіла, в яких відбувається процес;
- фізичні умови, які характеризують теплофізичні властивості середовища або тіла;
- початкові (часові) умови, які характеризують розподілення температур в досліджуваному тілі в початковий момент часу;
- граничні умови, які характеризують взаємодію розгляданого тіла з навколишнім середовищем.

Геометричними умовами задаються форма і лінійні розміри тіла, в якому відбувається процес.

Фізичними умовами задаються фізичні параметри тіла (λ , c_p , ρ тощо) і можна задати закон розподілення внутрішніх джерел теплоти.

Початкові умови необхідні під час розглядання нестационарних процесів і полягають в завданні закону розподілення температури всередині тіла в початковий момент часу. Загалом початкову умову аналітично можна записати так (за $\tau = 0$):

$$t = f(x, y, z). \quad (2. 17)$$

Для рівномірного розподілення температури в тілі початкова умова спрощується (за $\tau = 0$):

$$t = t_0 = \text{const}. \quad (2. 18)$$

Граничні умови можна задати декількома способами.

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

$$t_F = f(x, y, z, \tau), \quad (2. 19)$$

де t_F - температура на поверхні тіла; x, y, z - координати поверхні тіла.

Коли температура на поверхні є сталою протягом усього часу проходження процесу теплообміну, рівняння (2. 19) спрощується і набуває вигляду:

$$t_F = \text{const}. \quad (2. 20)$$

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

Аналітично це можна подати так:

$$q_F = f(x, y, z, \tau), \quad (2. 21)$$

де q_F - густина теплового потоку на поверхні тіла; x, y, z - як і у (2. 19), координати на поверхні тіла.

У найпростішому випадку густина теплового потоку на поверхні і в часі залишається сталою:

$$q_F = q_0 = \text{const}. \quad (2. 22)$$

Такий теплообмін відбувається, наприклад, під час нагрівання різних металевих виробів у високотемпературних печах.

Граничні умови третього роду. Для цього задаються температура навколишнього середовища t_p і закон теплообміну між поверхнею тіла і навколишнім середовищем. Гранична умова третього роду характеризує закон теплообміну між поверхнею і навколишнім середовищем під час охолодження або нагрівання тіла. Для описання процесу теплообміну між поверхнею тіла і середовищем застосовується закон Ньютона-Ріхмана (за $t_F > t_p$):

$$q = \alpha \cdot (t_F - t_p), \quad (2. 23)$$

де α - коефіцієнт пропорційності, або **коефіцієнт тепловіддачі**, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, який характеризує інтенсивність теплообміну між поверхнею тіла і навколишнім середовищем.

Теплообмін між поверхнею тіла і середовищем належить до складних процесів і залежить від значної кількості параметрів. Докладніше ці питання розглядатимуться далі.

Згідно із законом збереження енергії кількість теплоти, яка відводиться з одиниці поверхні за одиницю часу внаслідок тепловіддачі (2. 23), повинна дорівнювати кількості теплоти, яка підводиться до одиниці поверхні за одиницю часу внаслідок теплопровідності з внутрішніх об'ємів тіла (2. 6), тобто

$$\alpha \cdot (t_F - t_p) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_F, \quad (2. 24)$$

де n - нормаль до поверхні тіла.

Остаточну граничну умову третього роду можна записати:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_F = -\frac{\alpha}{\lambda} \cdot (t_F - t_p). \quad (2. 25)$$

Це рівняння є частковим відображенням закону збереження енергії для поверхні тіла.

Коефіцієнт тепловіддачі залежить від значної кількості факторів. Проте здебільшого коефіцієнт тепловіддачі можна вважати незмінним, тому в подальшому під час розв'язування задач з теплопровідності прийматимемо величину α сталою.

Диференційне рівняння теплопровідності (2. 14) із заданими умовами однозначності дає повне математичне формулювання **крайової задачі теплопровідності**. Поставлена задача розв'язується аналітичним, чисельним або експериментальним методом. Для експериментального розв'язування задач з теплопровідності користуються методами фізичного або математичного моделювання.

2.5. ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ ТЕПЛОПРОВІДНІСТЮ ЗА СТАЦІОНАРНОГО РЕЖИМУ

2.5.1. Однорідна плоска стінка. Найпростішою і поширеною задачею, яка розв'язується завдяки теорії теплообміну, є визначення густини теплового потоку, що переноситься через однорідну та ізотропну плоску стінку товщиною δ , на поверхнях якої підтримуються температури t_{cm1} , і t_{cm2} (рис. 2. 3). Температура змінюється тільки по товщині стінки - по одній координаті x . Такі задачі називаються одномірними, розв'язування їх є найпростішим, і в даному курсі ми обмежимося розв'язуванням тільки одномірних задач. Враховуючи, що для одномірного випадку

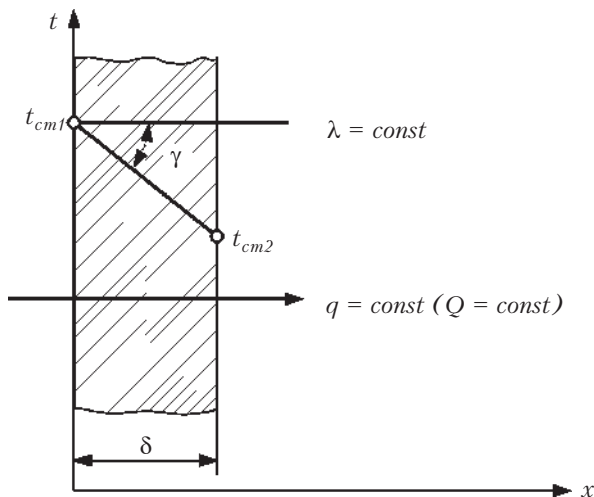


Рис. 2. 3. Стаціонарне розподілення температури по товщині однорідної плоскої стінки

$$\text{grad} t = \frac{dt}{dx}, \quad (2.26)$$

і використовуючи основний закон теплопровідності Фур'є (2. 4), отримаємо диференціальне рівняння стаціонарної теплопровідності для однорідної плоскої стінки:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx}. \quad (2.27)$$

У стаціонарних умовах, коли енергія не витрачається на нагрівання, густина теплового потоку q незмінна по товщині стінки. Здебільшого в практичних задачах припускається, що коефіцієнт теплопровідності λ не залежить від температури і однаковий по всій товщині стінки. Значення λ визначають за довідниками за температури

$$\bar{t}_{cm} = 0.5 \cdot (t_{cm1} + t_{cm2}), \quad (2.28)$$

середній між температурами поверхонь стінки. Тоді

$$-\frac{q}{\lambda} = \frac{dt}{dx} = \text{tg } \gamma = \text{const}, \quad (2.29)$$

тобто залежність температури t від координати x лінійна (див. рис. 2. 3).

Розділивши змінні в рівнянні (2. 27) і проінтегрувавши ліву і праву частини по t від t_{cm1} до t_{cm2} і по x від 0 до δ :

$$\int_{t_{cm1}}^{t_{cm2}} dt = -\frac{q}{\lambda} \cdot \int_0^{\delta} dx, \quad (2.30)$$

отримаємо залежність для розрахунку густини теплового потоку:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}), \quad (2.31)$$

або теплового потоку

$$Q = q \cdot F = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) \cdot F, \quad (2.32)$$

або кількості теплоти

$$Q_{\tau} = q \cdot F \cdot \tau = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) \cdot F \cdot \tau. \quad (2.33)$$

Рівняння (2. 31)...(2. 33) є **рівняннями теплопровідності однорідної плоскої стінки для усталеного процесу теплообміну**.

Отриманою найпростішою формулою (2. 31) найчастіше користуються під час теплових розрахунків. За цією формулою не тільки розраховують густини теплового потоку через плоскі стінки, але й оці-

нують складніші випадки, спрощено замінюючи в розрахунках стінки складної конфігурації на плоскі. Інколи на підставі такого оцінювання той або інший варіант відхиляється без подальших затрат часу на його детальне оброблення.

За формулою (2. 33) можна розрахувати коефіцієнт теплопровідності матеріалу, якщо експериментально заміряти кількість теплоти, яка переноситься за певний проміжок часу, і різницю температур на поверхнях стінки відомих розмірів.

Відношення λ/δ називається **тепловою провідністю стінки**, а обернена величина δ/λ , м²·К/Вт, - **теповим**, або **термічним опором теплопровідності стінки**, і позначається R_λ .

Різниця температур $t_{cm1} - t_{cm2} = \Delta t_{cm}$ називається **температурним напором**, або **рушійною силою процесу теплопровідності**.

Користуючись поняттям термічного опору, формулу для розрахунку густини теплового потоку (2. 31) можна подати у вигляді:

$$q = \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{R_\lambda}, \quad (2. 34)$$

яка є аналогічною законові Ома в електротехніці (величина електричного струму дорівнює різниці потенціалів, поділених на електричний опір провідника, по якому проходить струм).

Приклад 2. 7. Визначити густину теплового потоку та тепловий потік, який переноситься теплопровідністю через плоску сталеву стінку нагрівального приладу товщиною $\delta = 2$ мм і площею $F = 0.5$ м². Температура гарячої поверхні стінки $t_{cm1} = 95^\circ\text{C}$, холодної - $t_{cm2} = 94.95^\circ\text{C}$.

Розв'язування.

Коефіцієнт теплопровідності сталі (дод. 9) $\lambda = 46.5$ Вт/(м·К).

Густину теплового потоку через плоску сталеву стінку нагрівального приладу визначаємо за формулою (2. 31):

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) = \frac{46.5}{0.002} \cdot (95 - 94.95) = 1163 \text{ Вт/м}^2,$$

а тепловий потік - за формулою (2. 32):

$$Q = q \cdot F = 1163 \cdot 0.5 = 582 \text{ Вт}.$$

Приклад 2. 8. Визначити коефіцієнт теплопровідності матеріалу плоскої стінки товщиною $\delta = 50$ мм, якщо густина теплового потоку через неї $q = 100$ Вт/м², а різниця температур на поверхнях стінки $\Delta t_{cm} = 20^\circ\text{C}$.

Розв'язування.

Коефіцієнт теплопровідності визначаємо за формулою (2. 31):

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \Delta t_{cm};$$

$$\lambda = \frac{q \cdot \delta}{\Delta t_{cm}} = \frac{100 \cdot 0.05}{20} = 0.25 \text{ Вт/(м·К)}.$$

2.5.2. Багат шарова плоска стінка. Розглянемо теплопровідність багат шарової плоскої стінки, яка містить n однорідних шарів (рис. 2. 4), наприклад, цегляної стінки будинку, покритої з обох боків шарами тиньку.

Прийmemo, що контакт між шарами досконалий і температура на прилеглих поверхнях двох шарів однакова.

Для стаціонарного режиму густина теплового потоку, який проходить через будь-яку ізотермічну поверхню неоднорідної стінки, однакова: $q = \text{const}$, тобто $\partial q / \partial x = 0$, і $\partial q / \partial \tau = 0$.

За заданих температур на зовнішніх поверхнях такої стінки, розмірів шарів і відповідних коефіцієнтів теплопровідності можна скласти систему рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} q &= \frac{\lambda_1}{\delta_1} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) = \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{R_{\lambda_1}}; \\ q &= \frac{\lambda_2}{\delta_2} \cdot (t_{cm2} - t_{cm3}) = \frac{t_{cm2} - t_{cm3}}{R_{\lambda_2}}; \\ &\dots\dots\dots \\ q &= \frac{\lambda_n}{\delta_n} \cdot (t_{cmn} - t_{cm(n+1)}) = \frac{t_{cmn} - t_{cm(n+1)}}{R_{\lambda_n}}. \end{aligned} \right\} \quad (2. 35)$$

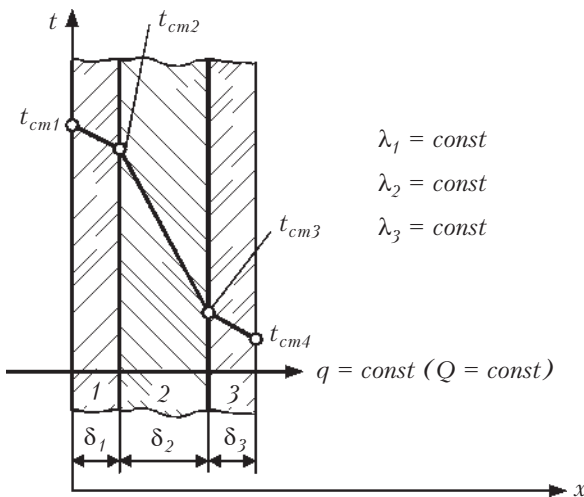


Рис. 2. 4. Стаціонарне розподілення температури по товщині багат шарової плоскої стінки

Визначивши температурні напори з (2. 35) в кожному шарі і додавши праві і ліві частини цих рівнянь, отримуємо:

$$t_{cm1} - t_{cm(n+1)} = q \cdot \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} \right) = q \cdot (R_{\lambda 1} + R_{\lambda 2} + \dots + R_{\lambda n}). \quad (2. 36)$$

Звідси густина теплового потоку

$$q = \frac{t_{cm1} - t_{cm(n+1)}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n}} = \frac{t_{cm1} - t_{cm(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}}. \quad (2. 37)$$

Величина $\sum_{i=1}^n R_{\lambda i} = \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}$, яка дорівнює сумі термічних опорів всіх n

шарів, називається **повним (загальним) термічним опором теплопровідності багат шарової плоскої стінки**.

Розподілення температур у межах кожного шару - лінійне, однак в різних шарах крутизна температурної залежності різна, оскільки згідно з формулою (2. 29) $\text{tg } \gamma_i = -q/\lambda_i$.

Густина теплового потоку, який проходить крізь всі шари, в стаціонарному режимі однакова, а коефіцієнт теплопровідності шарів різний, отже різкіше температура змінюється в шарах з меншою теплопровідністю. Так, на рис. 2. 4 найменшою теплопровідністю володіє матеріал другого шару.

Розрахувавши густину теплового потоку через багат шарову стінку, можна визначити падіння температури в кожному шарі за формулою (2. 34) і знайти температури на межах всіх шарів. Це важливо за використання теплоізоляторами матеріалів з обмеженою допустимою температурою. Легко отримати узагальнену формулу для розрахунку температури $t_{cm(k+1)}$ за будь-яким шаром ($i = k$):

$$t_{cm(k+1)} = t_{cm1} - q \cdot \sum_{i=1}^k R_{\lambda i}. \quad (2. 38)$$

Для багат шарової плоскої стінки температурна крива становить ламану лінію.

Приклад 2. 9. Визначити густину теплового потоку та тепловий потік, який переноситься теплопровідністю через зовнішню стінку приміщення будинку. Стінка цегляна товщиною $\delta_1 = 380$ мм, висотою $H = 3,3$ м, довжиною $l = 4.0$ м, потинькована з обох боків цементно-піщаним розчином товщиною $\delta_2 = 20$ мм. Температура на поверхнях стінки $t_{cm1} = 12$ °C, $t_{cm2} = -16,8$ °C.

Розв'язування.

Коефіцієнт теплопровідності цегляної кладки ($\rho_0 = 1800 \text{ кг/м}^3$) (дод. 9) $\lambda_1 = 0.7 \text{ Вт/(м·К)}$ [36, дод. 3] і цементно-піщаного тиньку ($\rho_0 = 1800 \text{ кг/м}^3$) $\lambda_2 = 0.76 \text{ Вт/(м·К)}$ [36, дод. 3].

Термічний опір багатшарової плоскої стінки визначаємо за формулою (2. 37):

$$\sum_{i=1}^3 R_{\lambda_i} = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + 2 \cdot \frac{\delta_2}{\lambda_2} = \frac{0.38}{0.7} + 2 \cdot \frac{0.020}{0.76} = 0.543 + 0.053 = 0.596 \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}.$$

Густину теплового потоку визначаємо за формулою (2. 37):

$$q = \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\sum_{i=1}^3 R_{\lambda_i}} = \frac{12 - (-16.8)}{0.596} = 48.3 \text{ Вт/м}^2.$$

Тепловий потік отримаємо:

$$Q = q \cdot F = q \cdot H \cdot l = 48.3 \cdot 3.3 \cdot 4.0 = 638 \text{ Вт}.$$

2.5.3. Однорідна циліндрична стінка. Часто теплоносії рухаються трубами і потрібно розрахувати тепловий потік, який переноситься крізь циліндричну стінку труби (рис. 2. 5). Задача щодо поширення теплоти в циліндричній стінці за відомих і сталих температур на внутрішній і зовнішній поверхнях також одномірна, якщо її розглядати в циліндричних координатах. Температура змінюється тільки вздовж радіуса (по координаті r), а по довжині труби і по її периметру залишається сталою. У цьому випадку $\text{grad } t = dt/dr$, і закон Фур'є набирає вигляду:

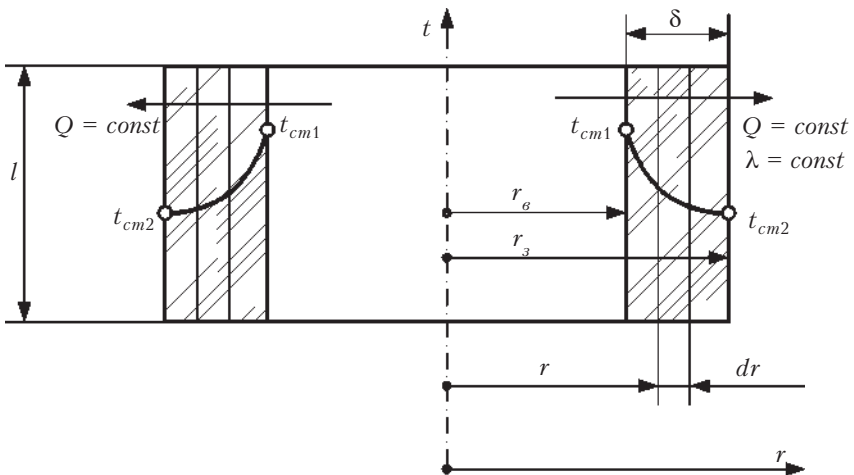


Рис. 2. 5. Стаціонарне розподілення температури по товщині одношарової циліндричної стінки

$$q = -\lambda \cdot \frac{dt}{dr}, \quad (2.39)$$

або

$$Q = F \cdot q = -2 \cdot \pi \cdot r \cdot l \cdot \lambda \cdot \frac{dt}{dr}. \quad (2.40)$$

Інтегрувати зручніше (2.40), тому що тепловий потік не змінюється по товщині стінки, а густина теплового потоку $q = Q/F \neq \text{const}$, оскільки площа $F = 2\pi rl$, через яку проходить тепловий потік, залежить від радіуса.

Розділивши змінні отримаємо:

$$dt = -\frac{Q}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l} \cdot \frac{dr}{r}. \quad (2.41)$$

Інтеграл рівняння (2.41)

$$t = \frac{Q}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l} \ln \frac{1}{r} + C \quad (2.42)$$

показує, що розподілення температури по радіусові стінки підлягає логарифмічному закономірності (рис. 2.5). Біля внутрішньої поверхні, де кривизна поверхні ($1/r$) більша, температура змінюється різкіше, ніж біля зовнішньої.

Інтегрування рівняння (2.41) в певних межах (по t від t_{cm1} до t_{cm2} і по r від r_e до r_3) і, враховуючи, що $r_3/r_e = d_3/d_e$ та $\delta = (d_3 - d_e)/2$, дає залежність для розрахунку теплового потоку через одношарову циліндричну стінку:

$$\int_{t_{cm1}}^{t_{cm2}} dt = -\frac{Q}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l} \cdot \int_{r_e}^{r_3} \frac{dr}{r}; \quad (2.43)$$

$$Q = \frac{\pi \cdot l \cdot (t_{cm1} - t_{cm2})}{\frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e}} = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) \cdot \frac{\pi \cdot l \cdot (d_3 - d_e)}{\ln \frac{d_3}{d_e}} = \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{R_\lambda} \cdot \bar{F}, \quad (2.44)$$

де $\bar{F} = \pi \cdot l \cdot (d_3 - d_e) / \ln \frac{d_3}{d_e}$ - середня площа одношарової циліндричної

стінки, або $\bar{F} = \pi \cdot \bar{d} \cdot l$; $\bar{d} = (d_3 - d_e) / \ln \frac{d_3}{d_e}$ - середній діаметр одношарової циліндричної стінки; $R_\lambda = (d_3 - d_e) / (2 \cdot \lambda)$.

Рівняння (2. 44) становить **рівняння теплопровідності одношарової циліндричної стінки для усталеного процесу теплообміну.**

Якщо відношення $d_3/d_6 \leq 2$, то можна замість розрахунку теплового потоку за формулою (2. 44) з достатньою точністю ($\leq 4\%$) визначити його за формулою (2. 32) для одношарової плоскої стінки. При цьому площа поверхні труби рахується за середньоарифметичним діаметром:

$$\bar{F} = \pi \cdot \bar{d} \cdot l = \frac{\pi \cdot (d_3 + d_6) \cdot l}{2}. \quad (2. 45)$$

Приклад 2. 10. Визначити тепловий потік, який переноситься теплопровідністю через циліндричну чавунну стінку нагрівального приладу діаметром $d_3 \times \delta = 84 \times 7$ мм, довжиною $l = 2.0$ м. Температура поверхонь стінки $t_{cm1} = 105$ °C, $t_{cm2} = 104.9$ °C.

Розв'язування.

Коефіцієнт теплопровідності чавуну (дод. 9) $\lambda = 70$ Вт/(м·К).

Загалом середній діаметр одношарової циліндричної стінки визначаємо за формулою (2. 44):

$$\bar{d} = \frac{d_3 - d_6}{\ln \frac{d_3}{d_6}} = \frac{0.084 - 0.070}{\ln \frac{0.084}{0.070}} = 0.077 \text{ м.}$$

В даному випадку відношення $d_3/d_6 = 0.084/0.070 = 1.2 < 2$, тоді середній діаметр одношарової циліндричної стінки можна визначити як середньоарифметичний за формулою (2. 45):

$$\bar{d} = (d_3 + d_6)/2 = (0.084 + 0.070)/2 = 0.077 \text{ м.}$$

Середня площа одношарової циліндричної стінки за формулою (2. 45) становитиме:

$$\bar{F} = \pi \cdot \bar{d} \cdot l = 3.14 \cdot 0.077 \cdot 2.0 = 0.48 \text{ м}^2.$$

Тепловий потік визначаємо за формулою (2. 44):

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) \cdot \bar{F} = \frac{70}{0.007} \cdot (105 - 104.9) \cdot 0.48 = 480 \text{ Вт.}$$

2.5.4. Багат шарова циліндрична стінка. Для визначення теплового потоку через багат шарову циліндричну стінку необхідно, як і для багат шарової плоскої стінки, просумувати температурні напори для окремих шарів:

$$Q = \frac{t_{cm1} - t_{cm(n+1)}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot l} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{(i+1)}}{d_i}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot l \cdot (t_{cm1} - t_{cm(n+1)})}{\frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_n} \cdot \ln \frac{d_{(n+1)}}{d_n}}. \quad (2. 46)$$

Розрахунок температур на межах шарів ($i = k$) у даному випадку здійснюється за формулою:

$$t_{cm(k+1)} = t_{cm1} - \frac{Q}{2 \cdot \pi \cdot l} \cdot \sum_{i=1}^k \frac{1}{\lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{(i+1)}}{d_i}. \quad (2. 47)$$

Розділ третій

КОНВЕКТИВНИЙ ТЕПЛООБМІН (тепловіддача)

3.1. ОСНОВНИЙ ЗАКОН КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМІНУ НЬЮТОНА-РІХМАНА

Рідкі і газоподібні теплоносії нагріваються або охолоджуються переважно під час зіткнення з поверхнями твердих тіл. Наприклад, димові гази в печах віддають свою теплоту заготовкам, що нагріваються, а в парових котлах - трубам, всередині яких нагрівається або кипить вода; повітря в кімнаті нагрівається від гарячих приладів опалення тощо. Процес теплообміну між поверхнею твердого тіла і рідиною (газом) називається **тепловіддачею**, а поверхня тіла, від (до) якої переноситься теплота - **поверхнею теплообміну**, або **поверхнею тепловіддачі**.

Згідно із **законом Ньютона-Ріхмана** густина теплового потоку q в стаціонарному процесі тепловіддачі пропорційна різниці температур поверхні стінки t_F (t_{cm}) і рідини (газу) t_p :

$$q = \frac{Q}{F} = \alpha \cdot (t_F - t_p). \quad (3. 1)$$

У процесі тепловіддачі, незалежно від напрямку теплового потоку Q (від стінки до рідини (газу) або навпаки), значення його прийнято вважати додатним, 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 вираховують менше.

Стосовно до всієї поверхні теплообміну для стаціонарного процесу тепловіддачі рівняння (3. 1) набирає вигляду:

$$Q = \alpha \cdot F \cdot (t_F - t_p). \quad (3. 2)$$

3.2. КОЕФІЦІЄНТ ТЕПЛОВІДДАЧІ ТА ОСНОВНІ ФАКТОРИ, ЯКІ ВПЛИВАЮТЬ НА НЬОГО

Коефіцієнт пропорційності α в рівняннях (3. 1) і (3. 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) за різниці температур поверхні стінки і рідини (газу) в один кельвін:

$$\alpha = \frac{q}{t_F - t_p} = \frac{Q}{F \cdot (t_F - t_p)}. \quad (3. 3)$$

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;
- теплофізичних 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,

$$\alpha = f(w, \rho, \mu, c_p, \lambda, \beta, d, l, \epsilon), \quad (3. 4)$$

тобто можна зробити висновок, що простота рівняння тепловіддачі (3. 1) лише гадана. За його використання складність полягає в розрахунку величини α .

Внаслідок складної залежності коефіцієнта тепловіддачі від значної кількості факторів неможливо отримати розрахункове рівняння для α , придатне для всіх випадків тепловіддачі. Тільки узагальненням дослідних даних за допомогою теорії подібності можна отримати узагальнені (критеріальні) рівняння для типових випадків тепловіддачі, які дають змогу розрахувати α для умов конкретної задачі.

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

Необхідно мати на увазі, що розрахувати коефіцієнт тепловіддачі за формулою (3. 3) можна тільки в експериментальних умовах, коли всі інші величини відомі (вимірюються). Під час проектування буді-

вельних захищень, машин і агрегатів необхідно, знаючи α , розрахувати тепловий потік (3. 2), тому коефіцієнт тепловіддачі визначають за розв'язком задачі про перенесення теплоти в рідині (газі), яка контактує з поверхнею теплообміну. На значення коефіцієнта тепловіддачі вирішальний вплив чинять умови течії рідини (газу) поблизу поверхні теплообміну.

3.2.1. Поняття про вільну і вимушену конвекції. Розрізняють природний (вільний) і вимушений рух (конвекцію) рідини. Вимушений рух створюється зовнішнім джерелом (насосом, вентилятором, вітром). Природна конвекція виникає тільки під час теплообміну внаслідок теплового розширення нагрітої біля поверхні тепловіддачі рідини (газу) (рис. 3. 1). Інтенсивність теплового розширення рідини (газу) характеризується **температурним коефіцієнтом об'ємного розширення**:

$$\beta = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{P=\text{const}}, \quad (3. 5)$$

де $v = 1/\rho$ - питомий об'єм рідини (газу).

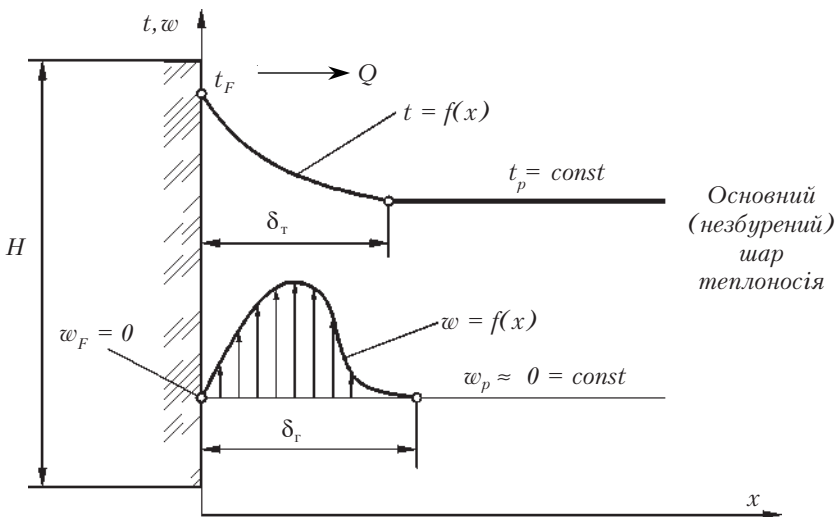


Рис. 3. 1. Розподілення температур і швидкостей теплоносія біля вертикальної поверхні тепловіддачі під час природної конвекції
(Тепловий і гідродинамічний приграничні шари під час вільного руху)

Для газів, які здебільшого можна вважати ідеальними, коефіцієнт об'ємного розширення можна отримати, користуючись рівнянням Клапейрона:

$$\beta = \frac{1}{T}. \quad (3.6)$$

Для краплинних рідин температурний коефіцієнт об'ємного розширення значно менший, ніж для газів, а інколи може набувати нульових і від'ємних значень, наприклад, для води при $t < 4^\circ\text{C}$. В невеликому діапазоні зміни температур, а отже і питомих об'ємів, похідну в рівнянні (3.5) можна замінити відношенням кінцевих різниць цих параметрів холодної (з індексом "р") і прогрітої (без індексу) рідини:

$$\beta \approx \frac{1}{v} \cdot \frac{v - v_p}{t - t_p} = \frac{\rho_p - \rho}{\rho_p \cdot (t - t_p)}, \quad \frac{1}{K}. \quad (3.7)$$

Наявність різниці густин $\rho_p - \rho = \beta \cdot \rho_p \cdot (t - t_p)$ призводить до того, що на будь-який одиничний об'єм прогрітої рідини діятиме підіймальна сила F_{Π} , яка дорівнює алгебраїчній сумі виштовхувальної архімедової сили $A = \rho_p \cdot g$ і сили ваги $G = \rho \cdot g$:

$$F_{\Pi} = A - G = g(\rho_p - \rho) = \beta \rho_p g(t - t_p), \quad \text{Н/м}^3. \quad (3.8)$$

Підіймальна сила F_{Π} переміщає прогріту рідину вгору без будь-яких спонукальних пристроїв - виникає природна конвекція (див. рис. 3.1). Всі міркування про виникнення природної конвекції справедливі і під час охолодження рідини з тією лише різницею, що підіймальна сила, як і вектор g , буде скерована вниз, оскільки густина теплоносія біля холодної поверхні буде більшою, ніж далі від неї.

Рухові теплоносіїв біля поверхні завжди протидіє сила внутрішнього тертя, яка виникає через в'язкість рідин і газів. Завдяки в'язкому тертю течія рідини біля поверхні загальмовується, тому незважаючи на те, що найбільше нагрівання рідини, а відповідно і значення підіймальної сили під час природної конвекції буде біля поверхні тепловіддачі, швидкість руху частинок рідини, які прилипли до самої поверхні, дорівнює нулеві (див. рис. 3.1). Нульова швидкість рідини біля самої поверхні спостерігається і під час вимушеної конвекції.

Сила внутрішнього тертя залежить від **динамічного коефіцієнта в'язкості** μ рідини, $\text{Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$, тобто $\text{Па}\cdot\text{с}$. В рівняннях тепловіддачі частіше використовують **кінематичний коефіцієнт в'язкості** $\nu = \mu/\rho$, $\text{м}^2/\text{с}$. Ці коефіцієнти характеризують фізичні властивості рідини (газу) і значення їх наводяться в довідниках.

3.2.2 Ламінарний і турбулентний режими 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 **струменевим**, 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 призводять до **інтенсивного переміщення** потоку по перерізу і вимагають відповідно **більшої затрати енергії** на рух рідини, ніж за ламінарного потоку.

Досвід показує, що перехід від ламінарної течії до турбулентної відбувається тим швидше, чим більша масова швидкість рідини $w \cdot \rho$ і діаметр труби d і чим менша в'язкість рідини μ . Рейнольдс встановив, що вказані величини можна об'єднати в безрозмірний комплекс $w \cdot d \cdot \rho / \mu$, чисельне значення якого дає змогу зробити висновок про режим течії рідини. Цей комплекс називається **критерієм (числом) Рейнольдса**:

$$Re = \frac{w \cdot d \cdot \rho}{\mu} \quad (3.9)$$

Критерій Рейнольдса є мірою співвідношення між силами інерції та в'язкості в рухомому потокові.

За однакових швидкостей руху різних рідин у трубах однакового діаметра турбулентність виникає тим швидше, чим більша ρ і менша μ , або чим менша кінематична в'язкість $\nu = \mu / \rho$. Відповідно критерій Рейнольдса можна записати так:

$$Re = \frac{w \cdot d}{\nu} \quad (3.10)$$

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

Для газів густина приблизно на три, а динамічна в'язкість на 1.5...2 порядки нижча, ніж для краплинних рідин. Так, за нормальних температур $\rho_{\text{H}_2\text{O}} \approx 1000 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{\text{нов}} \approx 1.29 \text{ кг/м}^3$, $\mu_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0.001 \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\mu_{\text{нов}} \approx 0.00002 \text{ Па}\cdot\text{с}$. Відповідно кінематична в'язкість $\nu_{\text{H}_2\text{O}} \approx 1 \cdot 10^{-6}$, а $\nu_{\text{нов}} \approx 15 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Тому $\text{Re}_{\text{кр}}$ і турбулентний режим руху для газів досягається за значно більших швидкостей, ніж для краплинних рідин (за однакових d).

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

$$d_e = \frac{4 \cdot F}{\Pi}, \quad (3.11)$$

де F - площа вільного перерізу трубопроводу або каналу; Π - змочений периметр омитої перерізу трубопроводу або каналу.

Для труб круглого перерізу $d_e = d$.

3.3. ПОНЯТТЯ ПРО ГІДРОДИНАМІЧНИЙ І ТЕПЛОВИЙ ПРИГРАНИЧНІ ШАРИ

Розглянемо процес тепловіддачі від потоку теплоносія до поздовжньо омиваної ним горизонтальної тонкої пластини. Швидкість і температура набігаючого потоку теплоносія сталі і дорівнюють відповідно w_p і t_p (рис. 3. 2).

Як уже зазначалось, частинки рідини, які безпосередньо стикаються з поверхнею пластини, адсорбуються ("прилипають") до неї. Стикаючись з нерухомим шаром рідини біля поверхні пластин, силами в'язкості гальмуються і віддаленіші шари, тому швидкість їх течії менша, ніж у набігаючому потоці. Зона потоку, в якому завдяки взаємодії з поверхнею пластини $w \leq w_p$, називається **гідродинамічним приграничним шаром**. Враховуючи, що при віддаленні від поверхні пластини швидкість руху асимптотично зростає від нуля до w_p , за товщину гідродинамічного приграничного шару δ_r приймають відстань від поверхні рідини, на якій швидкість дорівнює $0.99 \cdot w_p$, до поверхні пластини.

На початковій ділянці (за малих значень 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 $x = x_{\text{кр}}$ ламінарна течія стає нестійкою. В приграничному шарі починають з'являтися вихорі (турбулентні пульсації швидкості).

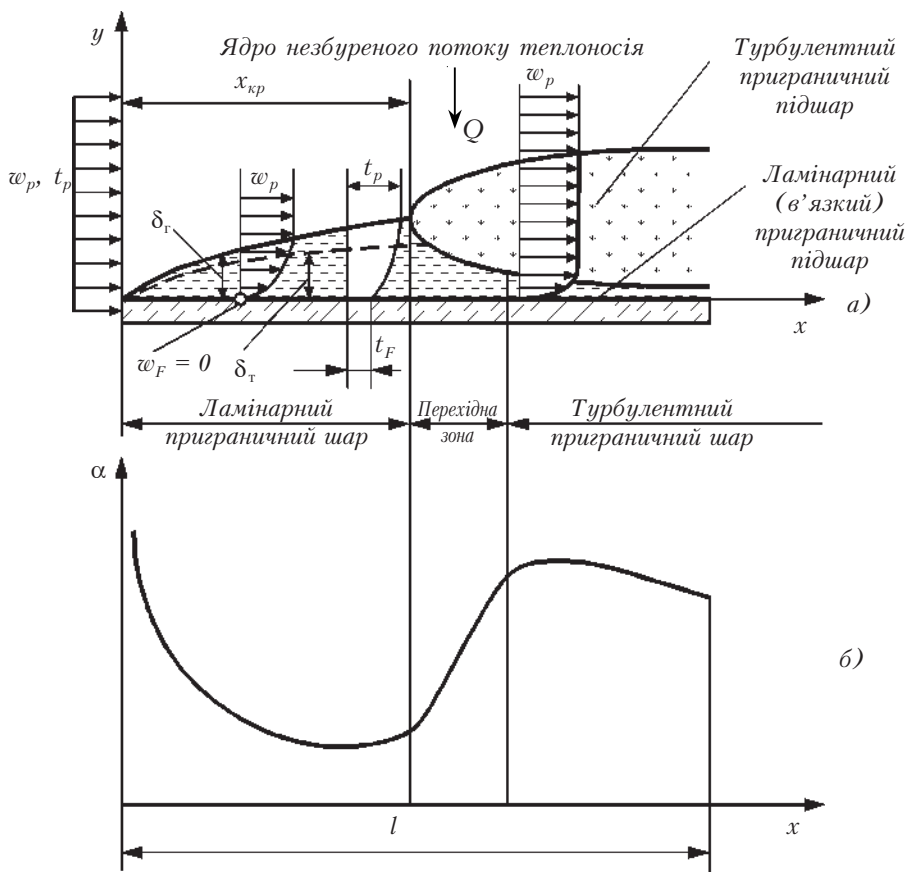


Рис. 3. 2. Утворення приграничного шару (а) і розподілення місцевого коефіцієнта тепловіддачі (б) під час поздовжнього обтікання тонкої пластини теплоносієм

ті). 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 теплоносія з пластиною. Частинки рідини, які "прилипли" до поверхні пластини, мають температуру, яка дорівнює температурі поверхні t_F . Стичні з цими частинками рухомі шари рідини охолоджуються, віддаючи їм свою теплоту. Від стикання з цими шарами охолоджуються наступні,

віддаленіші від поверхні пластини шари потоку - так формується **тепловий приграничний шар**, в межах якого температура змінюється від t_F на поверхні пластини до t_p в незбуреному потоці теплоносія. Аналогічно з гідродинамічним приграничним шаром товщина теплового приграничного шару δ_T приймається такою, що дорівнює відстані від поверхні рідини, на якій надлишкова температура рідини $\Delta t = t - t_F$ становить $0.99 \cdot (t_p - t_F)$, до поверхні пластини.

Теплота, яка отримується поверхнею пластини, виділяється завдяки охолодженню рідини, яка рухається в межах теплового приграничного шару. З віддаленням від лобової точки кількість охолодженої біля пластини рідини збільшується, і товщина теплового приграничного шару зростає аналогічно зростанню δ_T . Загалом товщини теплового і гідродинамічного шарів неоднакові, але часто достатньо близькі один одному, особливо в газах.

Під час ламінарної течії теплота від охолоджуваної в приграничному шарі рідини переноситься поперек потоку теплоносія до поверхні пластини тільки завдяки теплопровідності. При цьому густина теплового потоку по товщині приграничного шару неоднакова: на зовнішній границі $q = 0$, бо далі рідина не охолоджується і не віддає теплоти; в міру наближення до поверхні пластини значення q зростає. Для якісного аналізу можна припустити, що густина теплового потоку q по всій товщині приграничного шару така сама, як і біля поверхні. Ця умова відповідає задачі про перенесення теплоти теплопровідністю через плоску стінку (приграничний шар товщиною δ_T з температурами t_p і t_F на поверхнях). Згідно з (2. 31) $q \sim \lambda(t_p - t_F)/\delta_T$. Порівнюючи цей вираз з законом Ньютона-Ріхмана (3. 1), отримуємо для якісних оцінок:

$$\alpha \sim \lambda/\delta_T. \quad (3. 12)$$

В перехідному, а тим більше в турбулентному режимах основний термічний опір зосереджений в тонкому ламінарному підшарі, тому формула (3. 12) орієнтовно придатна для оцінок і в цих режимах, якщо замість δ_T підставляти товщину ламінарного підшару.

Із збільшенням товщини теплового приграничного шару в міру руху рідини вздовж поверхні пластини інтенсивність тепловіддачі зменшується. В перехідній зоні загальна товщина приграничного шару продовжує зростати, однак значення α в ній збільшується, тому що товщина ламінарного підшару зменшується, а в утвореному турбулентному шарі теплота переноситься не тільки теплопровідністю, але й конвекцією разом з перемішуваною масою, тобто інтенсивніше. Отже сумарний термічний опір тепловіддачі зменшується.

Після стабілізації товщини ламінарного підшару в зоні розвиненого турбулентного режиму коефіцієнт тепловіддачі знову починає зменшуватись через зростання загальної товщини приграничного шару.

З формули (3. 12) видно, що коефіцієнти тепловіддачі до газів, які володіють малою теплопровідністю, будуть нижчі, ніж до краплинних рідин, а тим більше до рідких металів. Орієнтовно значення α до газових середовищ, наприклад до повітря, знаходиться в межах 10... 20 Вт/(м²·К) за відсутності вимушеного руху, 50...100 Вт/(м²·К) за швидкостей течії до десятків метрів за секунду. Під час омивання тіл краплинною рідиною, особливо водою, теплопровідність якої набагато вища, ніж повітря, значення коефіцієнта тепловіддачі на 1...2 порядки більше, тобто цілком можуть досягати значення $\alpha \approx 1000$ Вт/(м²·К).

Під час течії рідини в трубі товщина приграничного шару спочатку зростає симетрично по всьому периметру (рис. 3. 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 в 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 її поверхні (або навпаки за $t_F > t_p$). В трубі приграничний шар займає весь переріз і незбуреного потоку немає, тому під коефіцієнтом тепловіддачі розуміють відношення густини теплового потоку q до різниці температури стінки і середньомасової температури рідини, яка протікає через даний переріз труби. Експериментально середньомасова температура рідини визначається вимірюванням температури після сильного перемішування рідини.

Локальний коефіцієнт тепловіддачі від труби до рідини, яка тече в ній, змінюється лише на початковій ділянці (рис. 3. 3, *б*), а на ділянці стабілізованої течії $\alpha = \text{const}$, оскільки товщина приграничного шару ($\delta_T = r$), а отже і ламінарного підшару, стала. Із збільшенням швидкості течії теплоносія в трубі величина α зростає через зменшення товщини ламінарного підшару, а із збільшенням діаметра труби зменшується, оскільки збільшується товщина всього приграничного шару $\delta_T = r$.

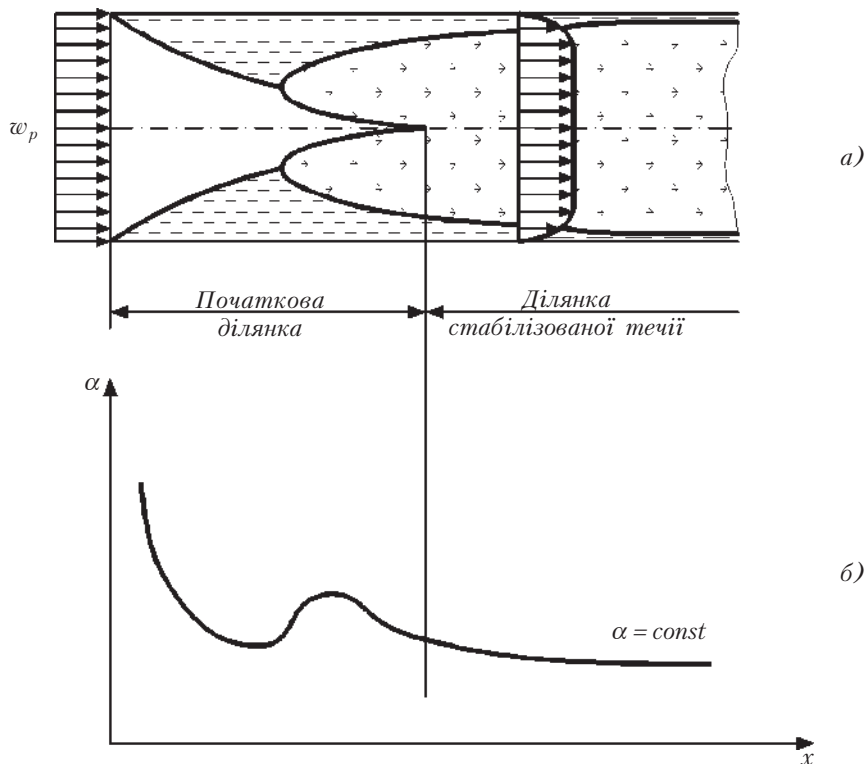


Рис. 3. 3. Утворення приграничного шару (а) і розподілення місцевого коефіцієнта тепловіддачі (б) під час турбулентної течії теплоносія всередині труби

3.4. СИСТЕМА ДИФЕРЕНЦІЙНИХ РІВНЯНЬ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМІНУ

Для аналітичного вивчення будь-яких фізичних процесів спочатку складають диференційні рівняння, які описують поведінку диференційно малого об'єму розгляданої системи за диференційно малий проміжок часу. Потім інтегрують ці рівняння і отримують залежність параметрів, які характеризують цей процес (t , w , p), для всієї просторової і часової області інтегрування.

Процес конвективного теплообміну визначається перенесенням теплоти в рухомому середовищі і описується системою диференціальних рівнянь.

Нехай густина рідини ρ , її коефіцієнт теплопровідності λ , і питома теплоємність (за сталою тиску) c_p сталі. Температура t і швидкість w рідини змінюються вздовж граней паралелепіпеда (див. рис. 3. 4).

3.4.1. Диференційне рівняння нерозривності руху. Виводиться на підставі закону збереження маси рідини в елементарному паралелепіпеді, тобто з рівняння балансу маси, яка втікає в диференційно малий об'єм і витікає з нього.

Розглянемо в усталеному потоці рідини елементарний паралелепіпед з ребрами dx , dy , dz і об'ємом dv (див. рис. 3.4). Проекції вектора швидкості руху $\mathbf{w}$ рідини на осі координат x , y , z становлять w_x , w_y і w_z відповідно.

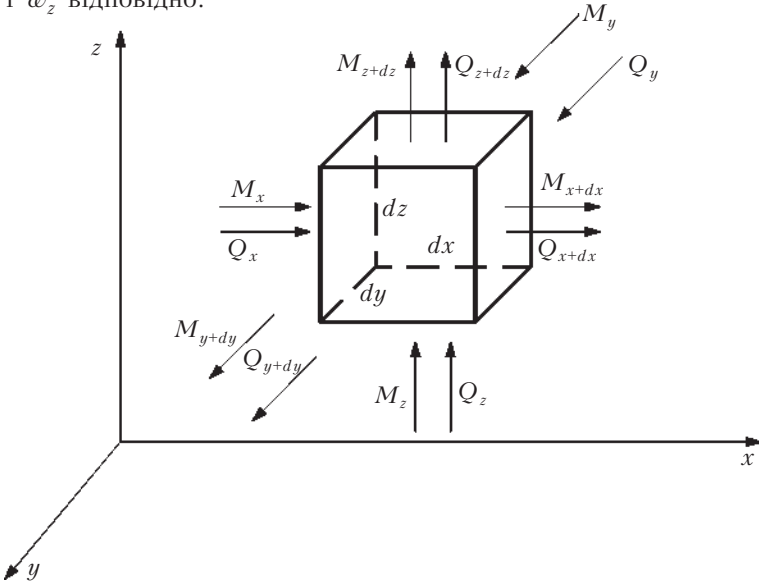


Рис. 3. 4. До виведення диференційного рівняння конвективного теплообміну

Через грань $dydz$, перпендикулярну осі x (з координатою x), за час $d\tau$ втікає маса рідини

$$M_x = \rho \cdot w_x \cdot dydzd\tau. \quad (3. 13)$$

Тоді через протилежну грань паралелепіпед з координатою $x + dx$ за той самий час $d\tau$ витікає маса рідини, якщо рідина нестискувана ($\rho = \text{const}$):

$$M_{x+dx} = \rho \cdot \left(w_x + \frac{\partial w_x}{\partial x} dx \right) dydzd\tau. \quad (3. 14)$$

Різниця мас рідини M_x , яка втікає, і M_{x+dx} , яка витікає, через протилежні грані паралелепіпед дорівнюватиме:

$$dM_x = M_x - M_{x+dx} = -\rho \frac{\partial w_x}{\partial x} dx dydzd\tau = -\rho \frac{\partial w_x}{\partial x} dv d\tau. \quad (3. 15)$$

Аналогічні вирази можна скласти для решти граней паралелепіпеда:

$$dM_y = -\rho \frac{\partial w_y}{\partial y} dv d\tau ; \quad (3. 16)$$

$$dM_z = -\rho \frac{\partial w_z}{\partial z} dv d\tau . \quad (3. 17)$$

За незмінної масової кількості рідини, яка утримується в об'ємі паралелепіпеда (тобто за $\rho = \text{const}$ - нестискувана рідина) сумарна різниця мас, які втікають і витікають, дорівнюватиме нулеві. Просумувавши вирази (3. 15), (3. 16), (3. 17) і врахувавши, що $\rho \neq 0$, $dv \neq 0$, $d\tau \neq 0$, отримаємо **рівняння суцільності (нерозривності)**:

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0 . \quad (3. 18)$$

Рівняння (3. 18) є **диференціальним рівнянням нерозривності руху усталеного потоку нестискуваної рідини**.

Сума зміни швидкості вздовж осей координат в лівій частині рівняння (3. 18) називається **дивергенцією вектора швидкості** і позначається через $\text{div } \mathbf{w}$. Тому дане рівняння можна подати:

$$\text{div } \mathbf{w} = 0. \quad (3. 19)$$

(Для стискуваної рідини ($\rho \neq \text{const}$)) маємо:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w_z)}{\partial z} = 0 ,$$

або

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{D\rho}{d\tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0 ,$$

де $\frac{D\rho}{d\tau} = \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho}{\partial x} w_x + \frac{\partial \rho}{\partial y} w_y + \frac{\partial \rho}{\partial z} w_z$ - **субстанційна похідна густини**.

Це **диференціальні рівняння нерозривності потоку для неусталеного руху стискуваної рідини**).

3.4.2. Диференціальне рівняння енергії, або конвективного теплообміну Фур'є-Кірхгофа. Виводиться аналогічно рівнянню суцільності (нерозривності), але на підставі закону збереження енергії, тобто рівняння теплового балансу елементарного паралелепіпеда.

Теплота може вноситись в об'єм dv через грані паралелепіпеда завдяки конвекції, тобто з потоком нагрітої рідини, і завдяки теплопровідності.

Вздовж осі x , тобто через грань $dydz$, за час $d\tau$ в паралелепіпед надходить завдяки конвекції кількість теплоти

$$Q_x^K = \rho \cdot w_x \cdot c_p \cdot t dydz d\tau. \quad (3. 20)$$

Кількість теплоти, яка виходить завдяки конвекції за той самий час через протилежну грань паралелепіпеда, становить:

$$\begin{aligned} Q_{x+dx}^K &= Q_x^K + dQ_x^K = \rho \cdot w_x \cdot c_p \cdot t dydz d\tau + \rho \cdot c_p \cdot \left[\frac{\partial(w_x t)}{\partial x} dx \right] dydz d\tau = \\ &= \rho \cdot w_x \cdot c_p \cdot t dydz d\tau + \rho \cdot c_p \cdot \left(t \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_x \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \right) dx dydz d\tau. \end{aligned} \quad (3. 21)$$

Тоді різниця між кількостями теплоти, яка надходить в паралелепіпед і виходить з нього завдяки конвекції за час $d\tau$ в напрямку осі x , становить:

$$dQ_x^K = Q_x^K - Q_{x+dx}^K = -\rho \cdot c_p \cdot \left(t \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_x \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \right) dx dydz d\tau. \quad (3. 22)$$

Аналогічно в напрямку осей y і z :

$$dQ_y^K = Q_y^K - Q_{y+dy}^K = -\rho \cdot c_p \cdot \left(t \cdot \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_y \cdot \frac{\partial t}{\partial y} \right) dy dx dz d\tau; \quad (3. 23)$$

$$dQ_z^K = Q_z^K - Q_{z+dz}^K = -\rho \cdot c_p \cdot \left(t \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z} + w_z \cdot \frac{\partial t}{\partial z} \right) dz dx dy d\tau. \quad (3. 24)$$

Загальна кількість теплоти, підведена в паралелепіпед конвекцією за час $d\tau$, становитиме:

$$\begin{aligned} dQ_K &= dQ_x^K + dQ_y^K + dQ_z^K = \\ &= -\rho \cdot c_p \cdot \left[t \cdot \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot w_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot w_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot w_z \right] dx dy dz d\tau. \end{aligned} \quad (3. 25)$$

Згідно з диференціальним рівнянням нерозривності руху за $\rho = \text{const}$ (3. 18) вираз, який стоїть в круглих дужках, дорівнює нулеві ($\text{div } \mathbf{w} = 0$). Отже, конвективна складова теплового потоку набирає вигляду:

$$dQ_K = -\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x} \cdot w_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot w_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot w_z \right) dx dy dz d\tau. \quad (3. 26)$$

Кількість теплоти, яка вноситься в паралелепіпед за час $d\tau$ теплопровідністю, становить:

$$dQ_T = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dv d\tau. \quad (3. 27)$$

Сумарна кількість теплоти, яка підводиться конвекцією і теплопровідністю, становить:

$$\begin{aligned} dQ = dQ_K + dQ_T = -\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x} \cdot w_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot w_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot w_z \right) dv d\tau + \\ + \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dv d\tau. \end{aligned} \quad (3. 28)$$

Ця кількість теплоти дорівнює відповідній зміні ентальпії паралелепіпеда:

$$dQ = \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} dv d\tau. \quad (3. 29)$$

Отже:

$$\begin{aligned} \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} dv d\tau = -\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x} \cdot w_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot w_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot w_z \right) dv d\tau + \\ + \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dv d\tau. \end{aligned} \quad (3. 30)$$

Звідси після скорочення подібних членів і найпростіших перетворень отримаємо:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot w_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot w_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot w_z = a \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (3. 31)$$

де $a = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho}$ - коефіцієнт теплопровідності, $\text{м}^2/\text{с}$, характеризує

здатність речовини вирівнювати температуру. Значення цього коефіцієнта наводяться в довідниках. Він може змінюватись від $4 \cdot 10^{-8}$ для олив до $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ для срібла.

Рівняння (3. 31) можна спростити, якщо скористатись **оператором Лапласа**

$$\nabla^2 \dots = \frac{\partial^2 \dots}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \dots}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \dots}{\partial z^2} :$$

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot w_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot w_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot w_z = a \cdot \nabla^2 t , \quad (3.32)$$

або в скороченому записі:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \mathbf{w} \cdot \text{grad } t = a \cdot \nabla^2 t . \quad (3.33)$$

Рівняння (3.31) становить **диференційне рівняння конвективного теплообміну**, яке також називають **диференційним рівнянням енергії**, або **рівнянням Фур'є-Кірхгофа**. Це рівняння виражає в найзагальнішому вигляді розподілення температур в рухомому середовищі.

Для твердих тіл $w_x = w_y = w_z = 0$ і рівняння (3.31) перетворюється в диференційне рівняння теплопровідності.

Для усталеного процесу теплообміну в рівнянні (3.31) член $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$.

Якщо скористатись **субстанційною похідною від температури**, яка позначається спеціальним символом

$$\frac{D \dots}{d\tau} = \frac{\partial \dots}{\partial \tau} + w_x \cdot \frac{\partial \dots}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial \dots}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial \dots}{\partial z} ,$$

то отримаємо скорочений запис рівняння Фур'є-Кірхгофа:

$$\frac{Dt}{d\tau} = a \cdot \nabla^2 t . \quad (3.34)$$

3.4.3. Диференційне рівняння руху рідини Нав'є-Стокса. Для нестискуваної рідини у векторній формі має вигляд:

$$\rho \cdot \frac{D\mathbf{w}}{d\tau} = -\rho \cdot \mathbf{g} - \nabla p + \mu \cdot \nabla^2 \mathbf{w} . \quad (3.35)$$

Фізично рівняння руху (3.35) становить запис другого закону Ньютона, в якому сила інерції речовини в одиничному об'ємі (в лівій частині) прирівнена до алгебраїчної суми сил ваги, тиску і в'язкості, діючих на цей об'єм (відповідно три члени правої частини). Досить громіздке виведення цього рівняння в даній роботі не наводиться. За необхідності його можна знайти в підручниках з гідромеханіки.

В *ізотермічних* умовах сила ваги звичайно не впливає на рух рідини, оскільки компенсується силою гідростатичного тиску. Наприклад, в замкнутій посудині, незважаючи на дію сил ваги, рідина залишається

нерухомою. Тому, якщо під час розрахунку градієнта тиску ∇p зміна гідростатичного тиску не враховується, то член $\rho \mathbf{g}$ можна вилучити з рівняння (3. 35).

В *неізотермічних* умовах дія сил ваги призводить до виникнення підйімальної сили F_{Π} (див. рівняння (3. 8)) і відповідно природної конвекції. Щоб не пропускати цього важливого з погляду теплообміну впливу на рух рідини, додамо в праву частину рівняння (3. 35) підймальну силу F_{Π} , що діє на одиничний об'єм прогрітого теплоносія. З врахуванням цих поправок рівняння руху неізотермічної рідини набуде вигляду:

$$\frac{D\mathbf{w}}{d\tau} = \mathbf{g} \cdot \beta \cdot (t - t_p) - \frac{1}{\rho} \cdot \nabla p + \mathbf{v} \cdot \nabla^2 \mathbf{w} . \quad (3. 36)$$

Система диференціальних рівнянь (3. 18), (3. 34), (3. 36) замкнута, оскільки кількість змінних в ній дорівнює кількості рівнянь. Вона описує практично будь-який процес конвективного теплообміну. 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 , ρ , λ , β , ν ;

3) **початкові**, або **часові 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 розгляданої системи.

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

Розв'язування системи диференціальних рівнянь конвективного теплообміну з відповідними умовами однозначності дає змогу отримати поле швидкостей, температур і тисків в рухомому середовищі. Для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі α необхідно скласти ще одне рівняння, яке пов'яже його зі знайденим полем температур.

Тепловий потік від поверхні через шар "прилиплої" до неї рідини переноситься виключно теплопровідністю. Згідно з формулою (2. 7) кількість теплоти, яка переноситься теплопровідністю через площу поверхні dF за час $d\tau$, дорівнює:

$$dQ_{\tau} = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0} dF d\tau , \quad (3. 37)$$

де n - нормаль до площинки dF , а умова $n \rightarrow 0$ означає, що похідну потрібно брати безпосередньо біля поверхні. Для тієї самої кількості теплоти dQ_τ відповідно до закону конвективного теплообміну Ньютона-Ріхмана (3. 2) можна записати:

$$dQ_\tau = \alpha \cdot (t_F - t_p) dF dt. \quad (3. 38)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (3. 37) і (3. 38), отримаємо **диференційне рівняння тепловіддачі** (граничну умову третього роду):

$$\alpha = - \frac{\lambda}{t_F - t_p} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0}, \quad (3. 39)$$

яке дає змогу визначити розподілення місцевих коефіцієнтів тепловіддачі на відповідній поверхні.

Аналітичне розв'язування отриманої системи диференціальних рівнянь разом з умовами однозначності 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. Звичайно отриманий обсяг досліджень дуже великий. Оброблення і використання результатів також дуже утруднені. Подолати ці труднощі допомагає теорія подібності.

3.5. ЗАСТОСУВАННЯ ТЕОРІЇ ПОДІБНОСТІ ДЛЯ ВИВЧЕННЯ ПРОЦЕСІВ ТЕПЛОВІДДАЧІ

Теорія подібності - це вчення про подібні явища.

Теорія подібності розробляє способи узагальнення результатів експериментів і служить базою для моделювання процесів та апаратів.

Головна мета теорії подібності - з допомогою узагальнених залежностей, отриманих будь-яким способом на підставі поодиноких експериментів, поширити результати цих експериментів на ще невивчені об'єкти.

3.5.1. Константи подібності. Подібність фізичних явищ можлива тільки в геометрично подібних системах. *Умовою геометричної подібності фігур є пропорційність схожих лінійних розмірів.* Наприклад, схожі сторони, висоти, медіани подібних трикутників (рис. 3.5), пов'язані співвідношеннями:

$$\frac{l'_1}{l''_1} = \frac{l'_2}{l''_2} = \frac{l'_3}{l''_3} = \frac{h'}{h''} = c_l = \text{const}, \quad (3. 40)$$

де c_l - **константа геометричної подібності**.

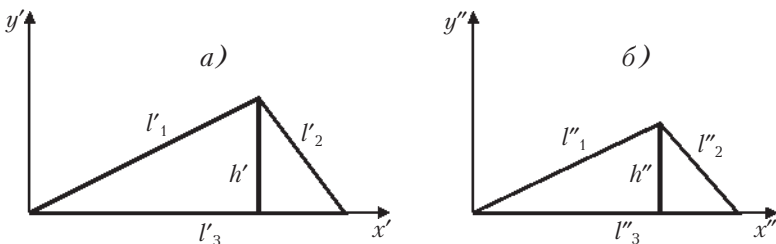


Рис. 3. 5. Геометрично подібні трикутники:
а - реальний об'єкт, б - модель

Аналогічно зі схожими сторонами вводять поняття про **схожі точки** всередині подібних фігур або тіл. Координати цих точок також пропорційні між собою:

$$\frac{x'}{x''} = \frac{y'}{y''} = \frac{z'}{z''} = c_l = \text{const} . \quad (3. 41)$$

Умовою подібності полей фізичних величин є пропорційність значень цих величин в схожих точках. Наприклад, для подібних полей швидкостей, позначивши індексами номери схожих точок, можна записати:

$$\frac{w'_1}{w''_1} = \frac{w'_2}{w''_2} = \frac{w'_3}{w''_3} = \dots = c_w = \text{const} , \quad (3. 42)$$

де c_w - **константа подібності швидкостей**.

В подібних явищах подібні поля всіх фізичних величин, які характеризують ці явища, тобто

$$\frac{\varphi'_1}{\varphi''_1} = \frac{\varphi'_2}{\varphi''_2} = \frac{\varphi'_3}{\varphi''_3} = \dots = c_\varphi = \text{const} , \quad (3. 43)$$

де φ - значення будь-якої фізичної величини; c_φ - **константа подібності будь-якої фізичної величини**.

В подібних процесах тепловіддачі до пластин від потоків, які позовжньо омивають їх, умові (3. 43) повинні відповідати w , l , v , ρ , λ , t тощо. Вивчивши одне явище на моделі і знаючи константи подібності, можна знайти будь-які параметри, які цікавлять нас, у всіх явищах, подібних вивченому, оскільки згідно з (3. 43) $\varphi' = c_\varphi \cdot \varphi''$. Складність полягає в тому, що константи подібності для різних фізичних величин неоднакові одна відносно одної і в той самий час взаємозумовлені. *За довільного поєднання констант подібності явища не будуть подібними*. Наприклад, значення константи подібності площ для трикутників дорівнює:

$$c_F = \frac{F'}{F''} = \frac{0.5 \cdot l'_3 \cdot h'}{0.5 \cdot l''_3 \cdot h''} = c_l^2 = \text{const} . \quad (3.44)$$

Як видно з (3.44), зв'язок між константами подібності різних параметрів, а отже і умови подібності явища в цілому, можна визначити з математичної залежності між параметрами (в нашому прикладі $F = 0.5 \cdot l \cdot h$). Цю залежність можна записати не тільки в кінцевому інтегральному вигляді, але й як диференціальні рівняння. Для знаходження умов подібності математичне описання приводять до безрозмірного вигляду.

3.5.2. Числа (критерії) подібності. Розглянемо конкретний приклад приведення до безрозмірного вигляду математичного описання процесу тепловіддачі під час поздовжнього омивання пластини довжиною l стаціонарним потоком теплоносія (див. рис. 3.2).

Задача двовірна, причому вісь y скерована вертикально вгору. Величини, які характеризують теплофізичні властивості теплоносія - $\lambda, \rho, c_p, \nu, \alpha, \beta$, визначають з довідників і приймають для спрощення сталими.

Для цього випадку диференціальне рівняння тепловіддачі має вигляд (гранична умова третього роду):

$$\alpha = - \frac{\lambda}{\Delta t_F} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y \rightarrow 0} . \quad (3.45)$$

Для перерахунку змінних від звичайної системи одиниць вимірювання в “нову” (безрозмірну) скористаємось співвідношеннями:

$$\frac{y}{l} = Y ; \quad \frac{\Delta t}{\Delta t_F} = \Theta , \quad (3.46)$$

звідси

$$\begin{aligned} y &= l \cdot Y ; & \partial y &= l \partial Y ; \\ \Delta t &= \Theta \cdot \Delta t_F ; & \partial t &= \Delta t_F \cdot \partial \Theta . \end{aligned} \quad (3.47)$$

Підставимо в диференціальне рівняння тепловіддачі (3.45) значення змінних, виражених через безрозмірні частки і відповідні масштаби:

$$\alpha = - \frac{\lambda}{\Delta t_F} \left(\frac{\Delta t_F \partial \Theta}{l \partial Y} \right)_{Y \rightarrow 0} = - \frac{\lambda}{l} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right)_{Y \rightarrow 0} . \quad (3.48)$$

Поділимо обидві частини рівняння на λ/l з таким розрахунком, щоб кожний член рівняння став також безрозмірним:

$$\frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = - \left(\frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right)_{Y \rightarrow 0} . \quad (3.49)$$

Отже, отримаємо перший безрозмірний комплекс $\alpha \cdot l / \lambda$.

Провівши аналогічні перетворення з рівнянням енергії, або конвективного теплообміну (Фур'є-Кірхгофа)

$$w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right), \quad (3. 50)$$

отримаємо ще два безрозмірних комплекси:

$$\frac{w \cdot l}{v}; \quad (3. 51)$$

$$\frac{v}{a}, \quad (3. 52)$$

а з рівнянням руху (Нав'є-Стокса) (лише проекція на вісь y)

$$w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = g \cdot \beta \cdot \Delta t - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + v \cdot \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right). \quad (3. 53)$$

- ще два:

$$\frac{g \cdot \beta \cdot l^3}{v^2} \cdot \Delta t_F; \quad (3. 54)$$

$$\frac{\Delta p}{\rho \cdot w^2}. \quad (3. 55)$$

Ці п'ять безрозмірних комплексів мають певний фізичний зміст, їм присвоєні імена вчених, які зробили великий внесок у вивчення процесів теплоперенесення і гідродинаміки.

Число Нуссельта

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} - \quad (3. 56)$$

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

$$\frac{R_\lambda}{R_\alpha} = \frac{l}{\lambda} \cdot \frac{1}{\alpha} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = Nu. \quad (3. 57)$$

Число Нуссельта характеризує подібність (інтенсивність) процесів теплоперенесення на границі між поверхнею (стілкою) і потоком рідини, тобто в приграничному шарі.

Число Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{w \cdot l}{\nu} = \frac{w \cdot \rho \cdot l}{\mu} \quad (3. 58)$$

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

Число Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{c_p \cdot \mu}{\lambda} = \frac{c_p \cdot \rho \cdot \nu}{\lambda} \quad (3. 59)$$

характеризує відношення 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

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \Delta t_F \quad (3. 60)$$

характеризує відношення підйимальної сили, яка виникає внаслідок різниці густин в окремих точках неізотермічного потоку (теплого розширення рідини), до сили (в'язкості) тертя.

Число Ейлера

$$\text{Eu} = \frac{\Delta p}{\rho \cdot w^2} \quad (3. 61)$$

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

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

Відповідно до так званої **третьої теореми подібності**, яку встановили М.В. Кіріпчов 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 ($\text{Re}' = \text{Re}''$, $\text{Pr}' = \text{Pr}''$, $\text{Gr}' = \text{Gr}''$). Ці безрозмірні числа, які характеризують подібність явищ, називають **критеріями подібності**.

У схожих точках з однаковими безрозмірними координатами ($X' = X''$, $Y' = Y''$) тотожність однойменних визначальних чисел призводить до рівності функціонально пов'язаних з ними диференціальними рівняннями визначуваних чисел, тобто $Nu' = Nu''$, $Eu' = Eu''$.

Тотожність однойменних безрозмірних чисел дає змогу знайти співвідношення між константами подібності для фізичних величин, які входять в ці числа в подібних процесах. Наприклад, з $Re' = Re''$ ($w' \cdot l' / \nu' = w'' \cdot l'' / \nu''$), виходить

$$\frac{w'}{w''} \cdot \frac{l'}{l''} \cdot \frac{\nu''}{\nu'} = \frac{c_w \cdot c_l}{c_\nu} = 1. \quad (3.62)$$

Розрахувавши константу подібності для будь-якого параметра, який нас цікавить, можна за результатами досліджень на моделі знайти значення цього параметра в цілому класі подібних явищ, що значно збільшує цінність експериментальних досліджень і дає змогу змодельовувати великомасштабні процеси.

Під час моделювання завдаються константою геометричної подібності c_l і, зменшуючи всі розміри l' реального об'єкта в c_l раз, виготовляють модель. Теплоносій в моделі вибирають з таким самим значенням безрозмірного числа Pr'' , що і в теплоносія Pr' на об'єкті (якщо можна, то беруть той самий теплоносій). Вибір теплоносія визначає значення констант подібності для теплофізичних властивостей ($c_\lambda = \lambda' / \lambda''$; $c_\nu = \nu' / \nu''$ тощо). Значення інших констант подібності визначають із співвідношень, аналогічних виразу (3.62) і отриманих з тотожності однойменних визначальних чисел (Re , Gr).

Здійснюючи експеримент на моделі, визначають значення коефіцієнта тепловіддачі α'' . За умови, що в схожих точках $Nu' = Nu''$, визначають значення константи подібності коефіцієнта тепловіддачі $c_\alpha = c_\lambda / c_l$. Тоді значення коефіцієнта α' на модельованому (реальному) об'єкті можна розраховувати через значення α'' в схожих точках моделі за співвідношенням $\alpha' = c_\alpha \cdot \alpha''$.

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

Для розглянутого випадку тепловіддачі під час обтікання пластини теплоносієм

$$\text{Nu} = f_1(\text{Re}, \text{Pr}, \text{Gr}, X). \quad (3.63)$$

(Від Y визначаване число Nu не залежить, тому що згідно з рівнянням (3.49) воно визначається за фіксованого значення $Y = 0$).

Фактично це загальний вигляд розв'язку системи диференціальних рівнянь конвективного теплообміну разом з умовами однозначності (крайової задачі).

Завдання експерименту - визначити конкретний вигляд функціонального зв'язку в рівнянні подібності, тобто знайти чисельні значення сталих коефіцієнтів, показники степенів тощо.

Безрозмірні залежності мають певні суттєві переваги над звичайними розмірними залежностями, хоча містять вони одні й ті самі параметри. Насамперед, кількість безрозмірних комплексів завжди менша від кількості розмірних параметрів, які містяться в них, тому обсяг експериментальних досліджень різко зменшується. Так, рівняння (3.63) містить п'ять безрозмірних величин, які об'єднують десять параметрів ($\alpha, \lambda, l, x, w, v, a, g, \Delta t_F, \beta$). В багатьох практично важливих випадках число безрозмірних величин буде ще меншим.

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

$$Q = \bar{\alpha} \cdot F \cdot (\bar{t}_p - \bar{t}_F). \quad (3.64)$$

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 $\overline{\text{Nu}} = \bar{\alpha} \cdot l / \lambda$ залежить лише від трьох визначальних чисел:

$$\overline{\text{Nu}} = f_2(\text{Re}, \text{Pr}, \text{Gr}). \quad (3.65)$$

Під час вимушеної течії часто можна знехтувати впливом природної конвекції, тобто $\overline{\text{Nu}} \neq f(\text{Gr})$; в правій частині залежності (3.65) залишаються лише два визначальних числа:

$$\overline{\text{Nu}} = f_3(\text{Re}, \text{Pr}). \quad (3.66)$$

Під час природного (безнапірного) руху число $\overline{\text{Nu}}$ також залежатиме від двох визначальних чисел:

$$\overline{\text{Nu}} = f_4(\text{Gr}, \text{Pr}), \quad (3.67)$$

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 (3. 66) і (3. 67), відповідно, набувають вигляду:

$$\overline{Nu} = f_5(Re); \quad (3. 68)$$

$$\overline{Nu} = f_6(Gr). \quad (3. 69)$$

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

Наприклад,

$$\overline{Nu} = f_3'(Re, Pr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots).$$

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 (3. 56) випливає:

$$\bar{\alpha} = \frac{\overline{Nu} \cdot \lambda}{l}. \quad (3. 70)$$

3.6. ПОНЯТТЯ ПРО МЕТОД АНАЛІЗУ РОЗМІРНОСТЕЙ ТА ЙОГО ЗАСТОСУВАННЯ ДЛЯ ОТРИМАННЯ РІВНЯНЬ ПОДІБНОСТІ

Критерії подібності і загальний вигляд рівняння подібності можна отримати і за відсутності математичного описання заданого процесу, знаючи лише всі визначальні параметри, які впливають на визначувану величину. Наприклад, з досвіду відомо, що середній по поверхні коефіцієнт тепловіддачі до пластини довжиною l під час турбулентної течії теплоносія вздовж неї залежить від таких параметрів:

$$\bar{\alpha} = f(l, \lambda, c_p, \rho, w, \nu). \quad (3. 71)$$

Для знаходження критеріїв подібності необхідно, як і в теорії подібності, привести рівняння (3. 71) до безрозмірного вигляду.

Нехай, як це часто буває можливим під час описання процесів, функція загального вигляду (3. 71) може бути наближено подана як степенева залежність між величинами $\bar{\alpha}$, l , λ , c_p , ρ , w і ν :

$$\bar{\alpha} = C \cdot l^{\alpha} \cdot \lambda^{\beta} \cdot c_p^{\gamma} \cdot \rho^m \cdot w^n \cdot \nu^z, \quad (3. 72)$$

де C , α , β , γ , m , n , z - невідомі сталі числові коефіцієнти.

Враховуючи, що розмірності обох частин рівняння (3. 72) однакові, а C - сталий безрозмірний коефіцієнт, замінимо в ньому всі величини їх розмірностями:

$$\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} \right] = [\text{М}]^\alpha \cdot \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right]^\beta \cdot \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right]^\gamma \cdot \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]^m \cdot \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right]^n \cdot \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]^z.$$

Далі всі складні одиниці вимірювання зводимо до основних:

$$\left[\frac{\text{кг}}{\text{с}^3 \cdot \text{К}} \right] = [\text{М}]^\alpha \cdot \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{М}}{\text{с}^3 \cdot \text{К}} \right]^\beta \cdot \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}^2 \cdot \text{К}} \right]^\gamma \cdot \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]^m \cdot \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right]^n \cdot \left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]^z.$$

Показники степенів для однакових основних одиниць вимірювання в обох частинах останнього рівняння повинні бути однакові. Тому отримуємо систему рівнянь:

$$\begin{cases} 1 = \beta + m; \\ 0 = \alpha + \beta + 2 \cdot \gamma - 3 \cdot m + n + 2 \cdot z; \\ -3 = -3 \cdot \beta - 2 \cdot \gamma - n - z; \\ -1 = -\beta - \gamma. \end{cases}$$

В цій системі з чотирьох рівнянь є шість невідомих: $\alpha, \beta, \gamma, m, n, z$.

Будь-які чотири з них завжди можна подати через п'яту і шосту. Наприклад, виражаючи α, β, γ і z через m і n знайдемо:

$$\alpha = n - 1; \quad \beta = 1 - m; \quad \gamma = m; \quad z = m - n.$$

Підставляючи тепер значення α, β, γ і z в рівняння (3. 72), отримаємо:

$$\bar{\alpha} = C \cdot l^{n-1} \cdot \lambda^{1-m} \cdot c_p^m \cdot \rho^m \cdot \omega^n \cdot v^{m-n}.$$

Групуємо величини з однаковими степенями в безрозмірні комплекси. Внаслідок отримаємо рівняння:

$$\frac{\bar{\alpha} \cdot l}{\lambda} = C \cdot \left(\frac{c_p \cdot \rho \cdot v}{\lambda} \right)^m \cdot \left(\frac{\omega \cdot l}{v} \right)^n. \quad (3. 73)$$

Аналізуючи безрозмірні комплекси в рівнянні (3. 73), його можна записати так:

$$\overline{\text{Nu}} = C \cdot \text{Pr}^m \cdot \text{Re}^n. \quad (3. 74)$$

Отже, методом аналізу розмірностей отримано те саме рівняння подібності (3. 74), що й за допомогою теорії подібності [див. рівняння (3. 66)].

Згідно з **основною теоремою методу аналізу розмірностей** (**π - теоремою Бекінгема**) загальну функціональну залежність, що пов'язує між собою N змінних розмірних величин за K основних одиниць їх вимірювання, можна навести як залежність між $N - K$ безрозмірними комплексами цих величин, а за наявності подібності - як зв'язок між $N - K$ критеріями подібності. Наприклад, в рівнянні (3. 71) загальна кількість розмірних змінних 7 за 4 основних одиниць їх вимірювання, відповідно до цього безрозмірних критеріїв в рівнянні (3. 74) буде: $N - K = 7 - 4 = 3$.

Для користування методом аналізу розмірностей потрібно попередньо знати, які змінні повинні входити в залежність загального вигляду типу залежності (3. 72). Якщо під час складання такої вихідної залежності не врахувати тих чи інших параметрів, які суттєво впливають на процес, то це може призвести до серйозних помилок при отриманні кінцевого розрахункового рівняння, що є недоліком методу аналізу розмірностей, для якого потрібно мати інженерну інтуїцію.

3.7. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИЙ МЕТОД ОТРИМАННЯ КРИТЕРІАЛЬНИХ РІВНЯНЬ ТЕПЛОВІДДАЧІ

Перед початком експериментальних досліджень встановлюють описаними вище методами всі визначальні безрозмірні числа, від яких залежить визначуване число $\overline{Nu}$. Наприклад, відповідно до рівнянь (3. 66) і (3. 74) під час вимушеної течії рідини вздовж пластини $\overline{Nu} = f(Re, Pr)$. Потім монтується експериментальна модель, в якій передбачене вимірювання всіх параметрів, що входять у визначувані і визначальні безрозмірні числа. Також вимірюють величини, необхідні для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі за формулою:

$$\bar{\alpha} = \frac{Q}{F \cdot (\bar{t}_F - \bar{t}_p)} \quad (3. 75)$$

Тепловий потік Q можна визначити вимірюванням потужності електронагрівника, за допомогою якого обігрівается пластина.

На моделі проводиться серія експериментів, причому звичайно в одній серії умови однозначності змінюють так, щоби змінювалось тільки одне визначальне число, а інші залишались сталими. Так, для зміни числа Re звичайно змінюють швидкість потоку w , яка не міститься в інших критеріях подібності. За результатами експерименту будують графічну залежність $\overline{Nu}$ від змінюваного безрозмірного числа. Переважно це роблять в логарифмічних координатах, в яких найпоширеніша

в емпіричних рівняннях степенева залежність має вигляд прямої лінії. Наприклад, логарифмуючи рівняння $\overline{Nu} = C \cdot Re^n \cdot Pr^m$, отримуємо $\lg \overline{Nu} = \lg C + n \cdot \lg Re + m \cdot \lg Pr$, а за зміни тільки одного критерія подібності Re отримаємо $\lg \overline{Nu} = \lg A + n \cdot \lg Re$. Якщо експериментальні дані в логарифмічних координатах укладаються на пряму лінію, то їх можна описати степеневою залежністю, і тоді за тангенсом кута нахилу прямої знаходять значення показника степеня n .

В наступних серіях експериментів подібно визначають показники степенів для інших визначальних безрозмірних чисел.

В процесі теплообміну температура рідини змінюється, і завжди постає питання про те, за якої температури вибирати теплофізичні властивості рідини, які входять в безрозмірні числа. Ця **температура** називається **визначальною**. Під час оброблення експериментальних даних за визначальну можна брати будь-яку з температур, характерних для досліджуваної системи (температуру набігаючого потоку, середню температуру рідини тощо). Вибір **визначального розміру** - розміру, прийнятого за одиницю вимірювання в безрозмірних числах отримуваної емпіричної формули, також певною мірою довільний, але намагаються брати той розмір, який найбільше впливає на досліджуваний процес. Під час тепловіддачі від пластини - це довжина в напрямку течії потоку, під час тепловіддачі від труб - це діаметр поверхні тепловіддачі.

Під час розрахунків коефіцієнта тепловіддачі за емпіричною формулою визначальні температуру і розмір необхідно вибирати так само, як це робилось під час отримання формули, тому при описанні формули обов'язково зазначається, які параметри приймати за визначальні.

Розділ четвертий

РОЗРАХУНКОВІ ЗАЛЕЖНОСТІ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕПЛОВІДДАЧІ

Під час вибору розрахункової критеріальної залежності для визначення коефіцієнтів тепловіддачі $\bar{\alpha}_k$ потрібно встановити:

- вид конвекції (природна чи вимушена);
- форму поверхні (плоска чи циліндрична);
- розташування поверхні (вертикальне чи горизонтальне);
- зовнішня чи внутрішня конвекція (наприклад, зовні чи всередині труби);

- визначальні температуру $t_{\text{визн}}$ і розмір $l_{\text{визн}}$;
- теплофізичні характеристики теплоносія (λ , ν , Pr , β) за визначальної температури;
- визначити критерій Грасгофа Gr (критерій Архімеда Ar) для природної конвекції (або добуток $\text{Gr} \cdot \text{Pr}$, або $\text{Ar} \cdot \text{Pr}$) чи критерій Рейнольдса Re для вимушеної конвекції та встановити режим течії теплоносія;
- вид критеріального рівняння, значення критерія Нуссельта за цим рівнянням та відповідно коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}_k$.

4.1. ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ВІЛЬНОЇ (ПРИРОДНОЇ) КОНВЕКЦІЇ

Під час вільного руху 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 (наприклад, між шибками вікна).

4.1.1. Вільна конвекція в необмеженому просторі. В даному випадку тепловіддача залежить від форми і розмірів твердої поверхні нагрівання (або охолодження), температури цієї поверхні t_F , температури рідини t_p , коефіцієнта об'ємного розширення β та інших її фізичних властивостей (λ , α , ν , ρ), а також від прискорення сили ваги g . Проте швидкість руху рідини w практично не впливає на тепловіддачу. Тому критерій Рейнольдса вилучається з узагальненого рівняння тепловіддачі для природної 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:

$$\overline{\text{Nu}} = C(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n, \quad (4.1)$$

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 $\Delta t_F = t_F - t_p$ між нею і рідким середовищем t_p , а також густиною теплового потоку q . Чисельні значення C і n для різних режимів процесу такі:

Режим		C	n
Ламінарний	$(Gr \cdot Pr < 5 \cdot 10^2)$	1.18	0.125
Перехідний	$(Gr \cdot Pr = 5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7)$	0.54	0.25
Турбулентний	$(Gr \cdot Pr > 2 \cdot 10^7)$	0.135	0.33

За формулою (4. 1) можна розраховувати тепловіддачу від поверхонь практично будь-якої форми: вертикальних і горизонтальних труб, вертикальних пластин.

Визначальним геометричним розміром в рівнянні (4. 1) для горизонтальних труб є діаметр d_z , 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: $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_p)$.

Окрім цього, якщо значення коефіцієнта C збільшити на 30% порівняно з наведеним, то формулою (4. 1) можна користуватись і для розрахунку $\bar{\alpha}$ від горизонтальної плити, яка повернута гріючим боком вгору. Якщо гріючий бік повернути донизу, то значення C необхідно зменшити на 30%. В обох випадках визначальним є найменший розмір плити на плані.

Критеріальне рівняння конвективної тепловіддачі (4. 1) може містити додатковий множник $(Pr/Pr_{cm})^{0.25}$, який враховує напрямок теплового потоку і є близьким до одиниці, коли температури рідини і стінки відрізняються мало. Для обчислення критерія Pr_{cm} значення фізичних констант рідини необхідно брати за температурою стінки $t_{cm} = t_F$.

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

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

Орієнтовні значення критерія 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

Приклад 4. 1. Для опалення гаража використовують горизонтальну гладку трубу, в якій протікає гаряча вода. Розрахувати середній конвективний коефіцієнт тепловіддачі і відповідний тепловий потік, якщо розміри труби $d_z = 0.1$ м, $l = 10$ м, а температури: стінки труби $t_{cm} = 85$ °С і повітря $t_{нов} = 20$ °С.

Розв'язування.

Маємо процес тепловіддачі під час природної конвекції на зовнішній поверхні горизонтальної циліндричної труби.

Середня температура повітря в приграничному шарі

$$\bar{t} = \frac{t_{cm} + t_{нов}}{2} = \frac{85 + 20}{2} = 52.5 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Теплофізичні властивості повітря за температури $\bar{t} = 52.5 \text{ } ^\circ\text{C}$ (дод. 1):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.0285 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

- коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = 18.6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

- критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 0.712.$$

Коефіцієнт об'ємного розширення повітря за $\bar{t} = 52.5 \text{ } ^\circ\text{C}$ визначаємо за формулою (3. 6):

$$\beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{273 + 52.5} = 3.1 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}.$$

Критерій Грасгофа визначаємо за формулою (3. 60):

$$\text{Gr} = \frac{g d_3^3}{\nu^2} \cdot \beta \cdot (t_{cm} - t_{нов}) = \frac{9.81 \cdot 0.1^3}{(18.6 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 3.1 \cdot 10^{-3} \cdot (85 - 20) = 5.71 \cdot 10^6.$$

Розраховуємо добуток: $5 \cdot 10^2 < \text{Gr} \cdot \text{Pr} = 5.71 \cdot 10^6 \cdot 0.712 = 4.07 \cdot 10^6 < 2 \cdot 10^7$, згідно з яким встановлюємо, що маємо перехідний режим течії під час природної конвекції, для якого критерій Нуссельта визначаємо за рівнянням (4. 1):

$$\overline{\text{Nu}} = 0.54 \cdot (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0.25} = 0.54 \cdot (4.07 \cdot 10^6)^{0.25} = 24.3.$$

Середній конвективний коефіцієнт тепловіддачі (3. 70) становить:

$$\bar{\alpha}_K = \frac{\overline{\text{Nu}} \cdot \lambda}{d_3} = \frac{24.3 \cdot 0.0285}{0.1} = 6.93 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К}).$$

Остаточний конвективний тепловий потік згідно із законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становить:

$$Q_K = \bar{\alpha}_K \cdot F \cdot (t_{cm} - t_{нов}) = \bar{\alpha}_K \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot (t_{cm} - t_{нов}) = 6.93 \cdot 3.14 \cdot 0.1 \cdot 10 \cdot (85 - 20) = 1414 \text{ Вт}.$$

Приклад 4. 2. Розрахувати середній конвективний коефіцієнт тепловіддачі та тепловий потік від внутрішнього повітря приміщення до внутрішньої поверхні стінки зовнішнього захищення будинку. Температура внутрішньої поверхні стінки $t_{cm} = 12^\circ\text{C}$, а внутрішнього повітря - $t_{нов} = 18^\circ\text{C}$. Висота стіни $H = 3.3 \text{ м}$, довжина $l = 4.0 \text{ м}$.

Розв'язування.

Маємо процес тепловіддачі під час природної конвекції на вертикальній плоскій поверхні.

Середня температура повітря в приграничному шарі

$$\bar{t} = \frac{t_{cm} + t_{нов}}{2} = \frac{12 + 18}{2} = 15^\circ \text{C}.$$

Теплофізичні властивості повітря за температури $\bar{t} = 15^\circ \text{C}$ (дод. 1):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.0255 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

- коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = 14.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

- критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 0.7175.$$

Коефіцієнт об'ємного розширення повітря за $\bar{t} = 15^\circ \text{C}$ визначаємо за формулою (3. 6):

$$\beta = \frac{1}{\bar{T}} = \frac{1}{273 + 15} = 3.47 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}.$$

Критерій Грасгофа за формулою (3. 60) становить:

$$\text{Gr} = \frac{gH^3}{\nu^2} \cdot \beta \cdot (t_{нов} - t_{cm}) = \frac{9.81 \cdot 3.3^3}{(14.9 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 3.47 \cdot 10^{-3} \cdot (18 - 12) = 3.31 \cdot 10^{10}.$$

Розраховуємо добуток: $\text{Gr} \cdot \text{Pr} = 3.31 \cdot 10^{10} \cdot 0.7175 = 2.37 \cdot 10^{10} > 2 \cdot 10^7$, згідно з яким встановлюємо, що маємо турбулентний режим течії під час природної конвекції, для якого критерій Нуссельта визначаємо за рівнянням (4. 1):

$$\bar{\text{Nu}} = 0.135 \cdot (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0.33} = 0.135 \cdot (2.37 \cdot 10^{10})^{0.33} = 358.$$

Середній конвективний коефіцієнт тепловіддачі (3. 70) становить:

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\bar{\text{Nu}} \cdot \lambda}{H} = \frac{358 \cdot 0.0255}{3.3} = 2.8 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточний конвективний тепловий потік згідно із законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становить:

$$Q_k = \bar{\alpha}_k \cdot F \cdot (t_{нов} - t_{cm}) = \bar{\alpha}_k \cdot H \cdot l \cdot (t_{нов} - t_{cm}) = 2.8 \cdot 3.3 \cdot 4.0 \cdot (18 - 12) = 222 \text{ Вт}.$$

4.1.2. Вільна конвекція в замкнутому обмеженому просторі. За цих умов потоки частинок рідини (газу), які піднімаються і опускаються, вже нерозмежовані, це ускладнює циркуляцію і, відповідно, процес теплообміну, який умовно розглядають як процес перенесення теплоти тільки теплопровідністю, вводячи в розрахунок **еквівалентний коефіцієнт теплопровідності λ_e** , який визначається експериментальним або розрахунковим шляхом.

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 для перенесення теплоти теплопровідністю через плоску стінку (див. формулу (2. 31)):

$$\bar{q} = \frac{(t_{cm1} - t_{cm2}) \cdot \lambda_e}{\delta}, \quad (4. 2)$$

де t_{cm1} і t_{cm2} - відповідно більша і менша температура огорожувальних поверхонь; λ_e - еквівалентний коефіцієнт теплопровідності, який враховує і конвективне перенесення теплоти.

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

$$\epsilon_\kappa \cong 0.18 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0.25}. \quad (4. 3)$$

Визначальний розмір для розрахунку числа Gr - товщина прошарку δ , а визначальна температура для чисел Gr і Pr - середня між поверхнями: $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_{cm1} + t_{cm2})$.

Приклад 4. 3. Визначити середню густину теплового потоку між скляними поверхнями вікна, розділеними прошарком повітря товщиною $\delta = 30$ мм. Температури огорожувальних скляних поверхонь: $t_{cm1} = 10$ °C, $t_{cm2} = -12$ °C.

Розв'язування.

Маємо вільну конвекцію в замкнутому обмеженому просторі.

Середня температура повітря в повітряному прошарку

$$\bar{t} = \frac{t_{cm1} + t_{cm2}}{2} = \frac{10 - 12}{2} = -1 \text{ °C}.$$

Теплофізичні властивості повітря за температури $\bar{t} = -1$ °C (дод. 1):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.0243 \text{ Вт/(м·К)};$$

- коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = 13.44 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

- критерій Прандтля

$$Pr = 0.721.$$

Коефіцієнт об'ємного розширення повітря за $\bar{t} = -1$ °C визначаємо за формулою (3. 6):

$$\beta = \frac{1}{\overline{T}} = \frac{1}{273-1} = 3.68 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}.$$

Критерій Грасгофа за формулою (3. 60) становить:

$$Gr = \frac{g\delta^3}{\nu^2} \cdot \beta \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) = \frac{9.81 \cdot 0.03^3}{(13.44 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 3.68 \cdot 10^{-3} \cdot (10 - (-12)) = 1.19 \cdot 10^5.$$

Розраховуємо добуток: $Gr \cdot Pr = 1.19 \cdot 10^5 \cdot 0.721 = 8.6 \cdot 10^4 > 10^3$, а тому еквівалентний коефіцієнт теплопровідності, який враховує і конвективне перенесення теплоти, розраховуємо за формулою:

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \epsilon_k \cdot \lambda_p = 0.18 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0.25} \cdot \lambda_p = 0.18 \cdot (8.6 \cdot 10^4)^{0.25} \cdot 0.0243 = \\ &= 3.08 \cdot 0.0243 = 0.0748 \text{ Вт/}(\text{м} \cdot \text{К}). \end{aligned}$$

Остаточню середню густину теплового потоку визначаємо за формулою (4. 2):

$$\bar{q} = \frac{\lambda_e}{\delta} \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}) = \frac{0.0748}{0.03} \cdot (10 - (-12)) = 54.9 \text{ Вт/м}^2.$$

4.1.3. Природна конвекція між вільною плоскою поверхнею води і повітрям. Для цього процесу О.В.Нестеренко вивів таку залежність (за адіабатичних умов випаровування) для $Ar \cdot Pr = 3 \cdot 10^6 \dots 2 \cdot 10^8$:

$$\overline{Nu} = 5 \cdot (Ar \cdot Pr)^{0.104}, \quad (4. 4)$$

де $Ar = Ga \cdot \frac{\rho_{нов} - \rho_F}{\rho_{нов}} = \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \frac{\rho_{нов} - \rho_F}{\rho_{нов}}$ - критерій Архімеда, аналогічний

критерію Gr ($\rho_{нов}$ і ρ_F - густина, відповідно, навколишнього повітря і повітря в приграничному шарі над поверхнею води, кг/м^3 ; $Ga = g \cdot l^3 / \nu^2$ - критерій Галілея).

Визначальна температура - середня температура в приграничному шарі між поверхнею води і навколишнім повітрям (тобто $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_{нов})$), визначальний розмір - найменший розмір поверхні на плані.

Приклад 4. 4. Визначити середній коефіцієнт конвективної тепловіддачі та тепловий потік між вільною плоскою поверхнею води і повітрям під час природної конвекції. Температура поверхні води $t_F = 45^\circ \text{C}$, навколишнього повітря - $t_{нов} = 20^\circ \text{C}$. Ширина поверхні води $b = 0.4 \text{ м}$, довжина $l = 2.0 \text{ м}$.

Розв'язування.

Середня температура повітря в приграничному шарі

$$\bar{t} = \frac{t_F + t_{нов}}{2} = \frac{45 + 20}{2} = 32.5^\circ \text{C}.$$

Теплофізичні властивості повітря (дод. 1):

-коефіцієнт теплопровідності за $\bar{t} = 32.5^\circ\text{C}$

$$\lambda = 0.0269 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

-коефіцієнт кінематичної в'язкості за $\bar{t} = 32.5^\circ\text{C}$

$$\nu = 16.6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

-критерій Прандтля за $\bar{t} = 32.5^\circ\text{C}$

$$\text{Pr} = 0.712;$$

-густина за $t_F = 45^\circ\text{C}$

$$\rho_F = 1.11 \text{ кг}/\text{м}^3;$$

-густина за $t_{нов} = 20^\circ\text{C}$

$$\rho_{нов} = 1.20 \text{ кг}/\text{м}^3.$$

Критерій Архімеда визначаємо за формулою:

$$\text{Ar} = \frac{g b^3}{\nu^2} \cdot \frac{\rho_{нов} - \rho_F}{\rho_{нов}} = \frac{9.81 \cdot 0.4^3}{(16.6 \cdot 10^{-6})^2} \cdot \frac{1.20 - 1.11}{1.20} = 1.7 \cdot 10^8.$$

Визначаємо добуток:

$$3 \cdot 10^6 < \text{Ar} \cdot \text{Pr} = 1.7 \cdot 10^8 \cdot 0.712 = 1.21 \cdot 10^8 < 2 \cdot 10^8.$$

Тоді критерій Нуссельта розраховуємо за формулою (4.4):

$$\bar{\text{Nu}} = 5(\text{Ar} \cdot \text{Pr})^{0.104} = 5 \cdot (1.21 \cdot 10^8)^{0.104} = 34.6.$$

Середній коефіцієнт конвективної тепловіддачі від вільної поверхні води до повітря під час природної конвекції (3. 70) становить:

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\bar{\text{Nu}} \cdot \lambda}{b} = \frac{34.6 \cdot 0.0269}{0.4} = 2.33 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточний конвективний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становить:

$$Q_k = \bar{\alpha}_k \cdot F \cdot (t_F - t_{нов}) = \bar{\alpha}_k \cdot b \cdot l \cdot (t_F - t_{нов}) = 2.33 \cdot 0.4 \cdot 2.0 \cdot (45 - 20) = 46.6 \text{ Вт}.$$

4.2. ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ВИМУШЕНОГО РУХУ ТЕПЛОНОСІЯ

4.2.1. Тепловіддача під час поздовжнього обтікання пластини.

Для цього самого простого випадку систему диференціальних рівнянь конвективного перенесення в приграничному шарі можна розв'язати аналітично. З врахуванням невеликих емпіричних поправок рівняння подібності (3. 63) для локального коефіцієнта тепловіддачі α (на відстані $X = x/l$ від початку пластини) під час ламінарної течії теплоносія в приграничному шарі набирає вигляду:

$$\text{Nu} = 0.33 \cdot \text{Re}^{0.5} \cdot \text{Pr}^{0.33} \cdot X^{-0.5} \cdot (\text{Pr}/\text{Pr}_{cm})^{0.25}, \quad (4. 5)$$

де за визначальну температуру прийнята температура набігаючого потоку.

Межі зміни безрозмірних чисел у формулі (4. 5) становлять: $Re < Re_{кр} = 5 \cdot 10^5$; $0.6 \leq Pr \leq 1.5$.

В перехідній зоні (див. рис. 3. 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 відразу за $Re_{кр} = 5 \cdot 10^5$.

Якщо $Re > Re_{кр}$, то за формулою (4. 5) визначають тепловіддачу тільки на ділянці ламінарної течії довжиною $X_{\lambda} = Re_{кр}/Re$. Тепловіддачу від подальшої частини пластини розраховують за формулою для турбулентного режиму течії в приграничному шарі:

$$Nu = 0.03 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.43} \cdot X^{-0.2} \cdot (Pr/Pr_{cm})^{0.25}, \quad (4. 6)$$

справедливий за $Re_{кр} < Re < 10^7$ і $0.7 \leq Pr \leq 200$.

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 (4. 5) і (4. 6). Так, якщо на всій пластині режим течії в приграничному шарі ламінарний за $Re < 5 \cdot 10^5$, то

$$\overline{Nu} = 0.66 \cdot Re^{0.5} \cdot Pr^{0.33} \cdot (Pr/Pr_{cm})^{0.25}. \quad (4. 7)$$

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

$$\overline{Nu} = 0.037 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.43} \cdot (Pr/Pr_{cm})^{0.25}. \quad (4. 8)$$

Визначальна температура у формулах (4. 7) і (4. 8): середня температура рідини (газу) $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_p)$ в приграничному шарі, визначальний розмір - довжина пластини в напрямку обтікання її потоком.

Формули (4. 7) і (4. 8) з певною точністю можна застосовувати і для вертикальної пластини (поверхні).

Приклад 4. 5. Розрахувати середній конвективний коефіцієнт тепловіддачі та тепловий потік від зовнішньої поверхні стінки зовнішнього захищення приміщення будинку до зовнішнього повітря. Температура зовнішньої поверхні стінки $t_{cm} = -16.8$ °C, зовнішнього повітря - $t_{нов} = -19$ °C. Швидкість вітру $w_{нов} = 5.1$ м/с. Висота стінки $H = 3.3$ м, довжина $l = 4.0$ м.

Розв'язування.

Маємо процес тепловіддачі для течії вздовж вертикальної плоскої поверхні під час вимушеної конвекції.

Середня температура повітря в приграничному шарі:

$$\bar{t} = \frac{t_{cm} + t_{нов}}{2} = \frac{-16.8 - 19}{2} = -17.9^\circ \text{C}.$$

Теплофізичні властивості повітря за температури $\bar{t} = -17.9^\circ \text{C}$ (дод. 1):
-коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.0230 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

-коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = 12.0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

-критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 0.7296.$$

Критерій Рейнольдса (3. 10) становить:

$$\text{Re} = \frac{w_{нов} \cdot l}{\nu} = \frac{5.1 \cdot 4.0}{12.0 \cdot 10^{-6}} = 17 \cdot 10^5 > 5 \cdot 10^5,$$

тобто маємо по всій довжині поверхні стінки турбулентний режим течії повітря в приграничному шарі.

Отже критерій Нуссельта визначаємо за формулою (4. 8):

$$\overline{\text{Nu}} = 0.037 \cdot \text{Re}^{0.8} \cdot \text{Pr}^{0.43} \cdot \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{cm}} \right)^{0.25} = 0.037 \cdot (17 \cdot 10^5)^{0.8} \cdot 0.7296^{0.43} \cdot 1^{0.25} = 3117,$$

де $\text{Pr}/\text{Pr}_{cm} = 1$ для газів.

Середній конвективний коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої стінки приміщення до зовнішнього повітря (3. 70) становить:

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\overline{\text{Nu}} \cdot \lambda}{l} = \frac{3117 \cdot 0.0230}{4.0} = 17.9 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточний конвективний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становить:

$$Q_k = \bar{\alpha}_k \cdot F \cdot (t_{cm} - t_{нов}) = \bar{\alpha}_k \cdot H \cdot l \cdot (t_{cm} - t_{нов}) = 17.9 \cdot 3.3 \cdot 4.0 \cdot (-16.8 - (-19)) = 520 \text{ Вт}.$$

4.2.2. Тепловіддача між вільною плоскою поверхнею води і повітрям. Для умов вимушеної конвекції критеріальні залежності мають вигляд (отримані для процесів випаровування, які відбуваються за адіабатичних умов):

$$\begin{aligned} &\text{для } \text{Re} = 3.15 \cdot 10^3 \dots 2.2 \cdot 10^4 \\ \overline{\text{Nu}} &= 0.51 \cdot \text{Re}^{0.61} \cdot \text{Pr}^{0.33} \cdot \text{Gu}^{0.175} \cdot \Theta^2, \end{aligned} \quad (4. 9)$$

$$\begin{aligned} &\text{для } \text{Re} = 2.2 \cdot 10^4 \dots 3.15 \cdot 10^5 \\ \overline{\text{Nu}} &= 0.027 \cdot \text{Re}^{0.9} \cdot \text{Pr}^{0.33} \cdot \text{Gu}^{0.175} \cdot \Theta^2, \end{aligned} \quad (4. 10)$$

де $\text{Gu} = \frac{T_c - T_m}{T_c}$ - критерій Гухмана параметричного типу (T_c і T_m - відповідно абсолютна температура повітря за сухим і мокрим термо-

метром, К); $\Theta = \frac{T_c}{T_F}$ - температурний фактор (T_F - абсолютна температура поверхні, К), або параметричний критерій.

Критерій Гухмана Gu - це відношення потенціала випаровування до температури середовища, характеризує вплив масообміну на теплообмін.

Параметричний критерій Θ враховує вплив температурних умов, коли температура поверхні рідини відрізняється від температури навколишнього повітря за мокрим термометром (неадіабатичний процес випаровування).

Визначальна температура - середня температура в приграничному шарі між поверхнею води і навколишнім повітрям $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_c)$, визначальний розмір - розмір поверхні води в напрямку обтікання її потоком.

Коефіцієнт тепловіддачі внаслідок променево-конвективного теплообміну між відкритою поверхнею нагрітої води і повітрям можна визначити за наближеною формулою:

$$\bar{\alpha}_c = 5.71 + 4.06 \cdot w_{нов}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (4.11)$$

де $w_{нов}$ - швидкість повітря, м/с.

Приклад 4. 6. Визначити середній коефіцієнт конвективної тепловіддачі та тепловий потік між вільною поверхнею води і повітрям під час вимушеної конвекції. Температури поверхні води $t_F = 45^\circ \text{C}$, навколишнього повітря за сухим термометром $t_{нов} = t_c = 20^\circ \text{C}$, за мокрим термометром $t_m = 15^\circ \text{C}$. Швидкість руху повітря $w_{нов} = 5$ м/с. Ширина поверхні води в напрямку обтікання її потоком повітря $b = 0.4$ м, довжина $l = 2.0$ м.

Розв'язування.

Середня температура повітря в приграничному шарі

$$\bar{t} = \frac{t_F + t_{нов}}{2} = \frac{45 + 20}{2} = 32.5^\circ \text{C}.$$

Теплофізичні властивості повітря за температури $\bar{t} = 32.5^\circ \text{C}$ (дод. 1):

-коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.0269 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

-коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = 16.6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

-критерій Прандтля

$$Pr = 0.712.$$

Критерій Гухмана становить:

$$Gu = \frac{T_c - T_m}{T_c} = \frac{20 - 15}{273 + 20} = 0.017.$$

Температурний фактор, або параметричний критерій становить:

$$\Theta = \frac{T_c}{T_F} = \frac{273 + 20}{273 + 45} = 0.921.$$

Критерій Рейнольдса визначаємо за формулою (3. 10):

$$2.2 \cdot 10^4 < Re = \frac{w_{нов} \cdot b}{\nu} = \frac{5 \cdot 0.4}{16.6 \cdot 10^{-6}} = 1.2 \cdot 10^5 < 3.15 \cdot 10^5.$$

Отже критерій Нуссельта визначаємо за формулою (4. 10):

$$\begin{aligned} \overline{Nu} &= 0.027 \cdot Re^{0.9} \cdot Pr^{0.33} \cdot Gu^{0.175} \cdot \Theta^2 = \\ &= 0.027 \cdot (1.2 \cdot 10^5)^{0.9} \cdot 0.712^{0.33} \cdot 0.017^{0.175} \cdot 0.921^2 = 374. \end{aligned}$$

Середній коефіцієнт конвективної тепловіддачі від вільної поверхні води до повітря під час вимушеної конвекції (3. 70) становить:

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\overline{Nu} \cdot \lambda}{b} = \frac{374 \cdot 0.0269}{0.4} = 25.2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточно конвективний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становить:

$$Q_k = \bar{\alpha}_k \cdot F \cdot (t_F - t_{нов}) = \bar{\alpha}_k \cdot b \cdot l \cdot (t_F - t_{нов}) = 25.2 \cdot 0.4 \cdot 2.0 \cdot (45 - 20) = 504 \text{ Вт}.$$

4.2.3. Тепловіддача з поверхні краплин води до повітря. Якщо теплообмін відбувається з поверхні краплин води до повітря за умов вимушеної конвекції, то можна користуватись такою критеріальною залежністю за $Re = 1 \dots 220$ (випаровування адіабатичне):

$$\overline{Nu} = 2 + 1.07 \cdot Re^{0.48} \cdot Pr^{0.33} \cdot Gu^{0.175}. \quad (4. 12)$$

Число 2, яке стоїть в правій частині виразу, є значенням критерія Нуссельта за $Re = 0$.

Під час розрахунку за формулою (4. 12) за визначальний розмір необхідно приймати діаметр краплі $d_{кр}$, а за визначальну температуру - середню температуру приграничного шару між температурою краплі і температурою навколишнього повітря $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_{кр} + t_c)$.

Приклад 4. 7. Визначити конвективний тепловий потік від повітря до розбризкуваних краплин води в камері зрошення під час вимушеної конвекції (випаровування адіабатичне) і усталеному режимі роботи. Витрата води $G_g = 22000$ кг/год за середнього діаметру краплин води $d_{кр} = 1.5$ мм. Витрата повітря $G_{нов} = 12000$ кг/год за масової швидкості повітря $w_p = 2.6$ кг/(м²·с). Температура повітря на початку процесу $t_{c1} = 20$ °С, в кінці - $t_{c2} = 17$ °С, за мокрим термометром $t_m = 15.2$ °С, а середня температура води $\bar{t}_g = t_m = 15.2$ °С. Довжина камери $l = 1.8$ м.

Розв'язування.

За дод. 5 густина води за температури $\bar{t}_g = 15.2$ °С:

$$\bar{\rho}_g = 999 \text{ кг}/\text{м}^3.$$

Маса однієї краплини води за середнього діаметру $\bar{d}_{кр} = 1.5 \cdot 10^{-3}$ м становить:

$$\bar{m}_{кр} = \bar{\rho}_в \cdot \frac{\pi \cdot \bar{d}_{кр}^3}{6} = 999 \cdot \frac{3.14 \cdot (1.5 \cdot 10^{-3})^3}{6} = 1.764 \cdot 10^{-6} \text{ кг.}$$

Площа однієї краплини води за середнього діаметру $\bar{d}_{кр} = 1.5 \cdot 10^{-3}$ м:

$$\bar{F}_{кр} = \pi \cdot \bar{d}_{кр}^2 = 3.14 \cdot (1.5 \cdot 10^{-3})^2 = 7.07 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2.$$

Середня температура повітря в процесі за сухим термометром:

$$\bar{t}_c = \frac{t_{c1} + t_{c2}}{2} = \frac{20 + 17}{2} = 18.5 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Густина повітря в процесі за $\bar{t}_c = 18.5 \text{ }^\circ\text{C}$ (дод. 1) становить:

$$\bar{\rho}_{нов} = 1.21 \text{ кг/м}^3.$$

Середня швидкість повітря в процесі:

$$\bar{w}_{нов} = \frac{w \cdot \rho}{\bar{\rho}_{нов}} = \frac{2.6}{1.21} = 2.15 \text{ м/с}.$$

Середній час взаємодії краплин води з повітрям безпосередньо в камері зрошення:

$$\bar{\tau} = \frac{l}{\bar{w}_{нов}} = \frac{1.8}{2.15} = 0.84 \text{ с}.$$

Середня кількість краплин води, які взаємодіють з повітрям безпосередньо в камері зрошення:

$$\bar{n} = \frac{G_в}{\bar{m}_{кр}} \cdot \bar{\tau} = \frac{22000}{3600 \cdot 1.764 \cdot 10^{-6}} \cdot 0.84 = 2910053.$$

Загальна середня площа краплин води, які взаємодіють з повітрям безпосередньо в камері зрошення:

$$\bar{F} = \bar{n} \cdot \bar{F}_{кр} = 2910053 \cdot 7.07 \cdot 10^{-6} = 20.6 \text{ м}^2.$$

Середня температура приграничного шару становить:

$$\bar{t} = \frac{\bar{t}_в + \bar{t}_c}{2} = \frac{15.2 + 18.5}{2} = 16.9 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Теплофізичні властивості повітря за $\bar{t} = 16.9 \text{ }^\circ\text{C}$ (дод. 1):

-коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.0257 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)};$$

-коефіцієнт динамічної в'язкості

$$\mu = 18.3 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с};$$

-критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 0.7173.$$

Критерій Гухмана становить:

$$\text{Gu} = \frac{T_c - T_m}{T_c} = \frac{18.5 - 15.2}{273 + 18.5} = 0.0113.$$

Критерій Рейнольдса визначаємо за формулою (3. 9):

$$1 < \text{Re} = \frac{w \cdot \rho \cdot \bar{d}_{кр}}{\mu} = \frac{2.6 \cdot 1.5 \cdot 10^{-3}}{18.3 \cdot 10^{-6}} = 213 < 220.$$

Отже критерій Нуссельта визначаємо за залежністю (4. 12):

$$\overline{\text{Nu}} = 2 + 1.07 \cdot \text{Re}^{0.48} \cdot \text{Pr}^{0.33} \cdot \text{Gu}^{0.175} = 2 + 1.07 \cdot 213^{0.48} \cdot 0.7173^{0.33} \cdot 0.0113^{0.175} = 7.74.$$

Середній коефіцієнт конвективної тепловіддачі (3. 70) становить:

$$\bar{\alpha}_к = \frac{\overline{\text{Nu}} \cdot \lambda}{\bar{d}_{кр}} = \frac{7.74 \cdot 0.0257}{1.5 \cdot 10^{-3}} = 132.6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточно конвективний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становитиме:

$$Q_k = \bar{\alpha}_к \cdot \bar{F} \cdot (\bar{t}_c - \bar{t}_e) = 132.6 \cdot 20.6 \cdot (18.5 - 15.2) = 9014 \text{ Вт}.$$

4.2.4. Тепловіддача під час течії рідини (газу) в прямих трубах або каналах та зміювиках. Для усталеного турбулентного руху (за $\text{Re} \geq 10^4$) в прямих трубах або каналах розрахункова формула має вигляд:

$$\overline{\text{Nu}} = 0.021 \cdot \text{Re}^{0.8} \cdot \text{Pr}^{0.43} \cdot (\text{Pr}/\text{Pr}_{cm})^{0.25} \cdot \epsilon_l, \quad (4. 13)$$

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 $\epsilon_l = f(\text{Re}, l/d)$. Для достатньо довгих труб (за $l/d \geq 50$) $\epsilon_l = 1$. Для коротких труб значення ϵ_l зростає (від 1 до 1.34). Зі зростанням числа Re значення ϵ_l зменшується.

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

Під час руху в зігнутих трубах (зміювиках) значення $\bar{\alpha}$ внаслідок додаткової турбулізації потоку в місцях згину труб дещо зростає порівняно з прямими трубами (однакової довжини). Розрахунок коефіцієнта тепловіддачі в зміювиках $\bar{\alpha}_{зм}$ за $\text{Re} \geq 10^4$ здійснюють за рівнянням (4. 13) з введенням поправного коефіцієнта до розрахункової величини $\bar{\alpha}$ для прямих труб:

$$\bar{\alpha}_{зм} = \bar{\alpha} \cdot \left(1 + 3.54 \cdot \frac{d_e}{D} \right), \quad (4. 14)$$

де d_g - внутрішній діаметр труби зміювика; D - діаметр витка зміювика.

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

$$\overline{Nu} = 0.008 \cdot Re^{0.9} \cdot Pr^{0.43}. \quad (4.15)$$

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

$$\overline{Nu} = 0.17 \cdot Re^{0.33} \cdot Pr^{0.43} \cdot Gr^{0.1} \cdot (Pr/Pr_{cm})^{0.25}. \quad (4.16)$$

Критерій Грасгофа Gr , який входить в рівняння (4.16), враховує вплив на тепловіддачу природної конвекції.

Приклад 4.8. Знайти середній коефіцієнт тепловіддачі і тепловий потік від гарячої води до стінки труби системи опалення. Довжина труби $l = 10$ м, внутрішній діаметр $d_g = 16$ мм, швидкість течії води $w = 1$ м/с, середня температура води $\bar{t}_g = 90$ °С, а стінки труби - $\bar{t}_{cm} = 85$ °С.

Розв'язування.

За $\bar{t}_g = 90$ °С теплофізичні властивості води (дод. 5) такі:

-коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.680 \text{ Вт/(м·К)};$$

-коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = 0.328 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

-критерій Прандтля

$$Pr = 1.95;$$

за $\bar{t}_{cm} = 85$ °С:

-критерій Прандтля

$$Pr_{cm} = 2.09.$$

Розраховуємо значення критерія Рейнольдса (3.10):

$$Re = \frac{w \cdot d_g}{\nu} = \frac{1 \cdot 0.016}{0.328 \cdot 10^{-6}} = 4.88 \cdot 10^4 > 10^4,$$

тобто режим течії води турбулентний.

Тому що відношення $l/d_g = 10/0.016 = 625 > 50$, то з дод. 10 маємо поправний коефіцієнт $\epsilon_l = 1$.

Для розрахунку критерія Нуссельта під час турбулентного режиму скористаємось формулою (4.13):

$$\overline{Nu} = 0.021 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.43} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{cm}} \right)^{0.25} \cdot \epsilon_l = 0.021 \cdot (4.88 \cdot 10^4)^{0.8} \cdot 1.95^{0.43} \cdot \left(\frac{1.95}{2.09} \right)^{0.25} \cdot 1 = 155.$$

Тоді середній коефіцієнт тепловіддачі (3. 70) становитиме:

$$\bar{\alpha} = \frac{\overline{Nu} \cdot \lambda}{d_e} = \frac{155 \cdot 0.680}{0.016} = 6588 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становить:

$$\begin{aligned} Q &= \bar{\alpha} \cdot F \cdot (\bar{t}_g - \bar{t}_{cm}) = \bar{\alpha} \cdot \pi \cdot d_e \cdot l \cdot (\bar{t}_g - \bar{t}_{cm}) = \\ &= 6588 \cdot 3.14 \cdot 0.016 \cdot 10 \cdot (90 - 85) = 16549 \text{ Вт}. \end{aligned}$$

4.2.5. Тепловіддача під час течії рідини (газу) в кільцевому каналі теплообмінника типу “труба в трубі”. Така тепловіддача відбувається під час руху рідини (газу) між коаксіальними трубами (рис. 7. 1). Якщо зовнішній діаметр внутрішньої труби, яка омивається теплоносієм ззовні, дорівнює d_3 , а внутрішній діаметр зовнішньої труби (кожуха) дорівнює D_e , то коефіцієнт тепловіддачі $\bar{\alpha}$ визначається з рівняння (за $Re \geq 10^4$):

$$\overline{Nu} = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \cdot (D_e/d_3)^{0.45}. \quad (4. 17)$$

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

Еквівалентний діаметр міжтрубного простору теплообмінника типу “труба в трубі” (див. рис. 7. 1) становить:

$$d_e = D_e - d_3, \text{ м}. \quad (4. 18)$$

Приклад 4. 9. Визначити середній коефіцієнт тепловіддачі та тепловий потік від гарячої води з середньою температурою $\bar{t}_g = 130^\circ \text{C}$, яка протікає в кільцевому каналі теплообмінника типу “труба в трубі”, до стінки труби, якщо витрата води $V = 4 \text{ м}^3/\text{год}$, внутрішній діаметр зовнішньої труби $D_e = 112 \text{ мм}$, зовнішній діаметр внутрішньої труби $d_3 = 75 \text{ мм}$, довжина труби $l = 3.0 \text{ м}$, а середня температура стінки труби $\bar{t}_{cm} = 115^\circ \text{C}$.

Розв’язування.

Теплофізичні властивості води за $\bar{t}_g = 130^\circ \text{C}$ (дод. 5):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.686 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

- коефіцієнт кінематичної в’язкості

$$\nu = 0.227 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

- критерій Прандтля

$$Pr = 1.32.$$

Швидкість руху води в кільцевому каналі теплообмінника:

$$w = \frac{V}{F} = \frac{4 \cdot V}{\pi \cdot (D_e^2 - d_3^2)} = \frac{4 \cdot 4}{3600 \cdot 3.14 \cdot (0.112^2 - 0.075^2)} = 0.205 \text{ м}/\text{с}.$$

Еквівалентний діаметр міжтрубного простору теплообмінника типу “труба в трубі” (4.18) становить:

$$d_e = D_e - d_3 = 0.112 - 0.075 = 0.037 \text{ м.}$$

Критерій Рейнольдса визначаємо за формулою (3. 10):

$$\text{Re} = \frac{w \cdot d_e}{\nu} = \frac{0.205 \cdot 0.037}{0.227 \cdot 10^{-6}} = 3.34 \cdot 10^4 > 10^4.$$

Тоді критерій Нуссельта становить (4. 17):

$$\overline{\text{Nu}} = 0.023 \cdot \text{Re}^{0.8} \cdot \text{Pr}^{0.4} \cdot \left(\frac{D_e}{d_3} \right)^{0.45} = 0.023 \cdot (3.34 \cdot 10^4)^{0.8} \cdot 1.32^{0.4} \cdot \left(\frac{0.112}{0.075} \right)^{0.45} = 128.$$

Звідси визначаємо середній коефіцієнт тепловіддачі від гарячої води до стінки труби (3. 70):

$$\bar{\alpha} = \frac{\overline{\text{Nu}} \cdot \lambda}{d_e} = \frac{128 \cdot 0.686}{0.037} = 2373 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Остаточно тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становить:

$$Q = \bar{\alpha} \cdot F \cdot (\bar{t}_e - \bar{t}_{cm}) = \bar{\alpha} \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot (\bar{t}_e - \bar{t}_{cm}) = 2373 \cdot 3.14 \cdot 0.075 \cdot 3.0 \cdot (130 - 115) = 25148 \text{ Вт.}$$

4.2.6. Тепловіддача під час течії рідини (газу) в міжтрубному просторі пучка гладких труб кожухотрубного теплообмінника.

Тепловіддача під час поздовжнього обтікання пучка гладких труб (рис. 7. 2) - поширений випадок перенесення теплоти в міжтрубному просторі трубчастих апаратів, зокрема кожухотрубних теплообмінників. Тоді коефіцієнти тепловіддачі розраховуються за рівнянням (за $\text{Re} > 1000$):

$$\overline{\text{Nu}} = C \cdot d_e \cdot \text{Re}^{0.6} \cdot \text{Pr}^{0.23}, \quad (4. 19)$$

де C - дослідний розмірний коефіцієнт, $1/\text{м}$ (за наявності поперечних (сегментних) перегородок в міжтрубному просторі кожухотрубного теплообмінника дорівнює 1.72, за 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 $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_1 + t_2)$.

Еквівалентний діаметр міжтрубного простору кожухотрубного теплообмінника (див. рис. 7. 2) становить:

$$d_e = \frac{D_e^2 - n \cdot d_3^2}{D_e + n \cdot d_3}, \text{ м,} \quad (4. 20)$$

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

Приклад 4. 10. Розрахувати середній коефіцієнт тепловіддачі та тепловий потік під час поздовжнього обтікання пучка гладких труб гарячою водою в кожухотрубному підігрівнику води за відсутності сегментних перегородок в міжтрубному просторі. Внутрішній діаметр кожуха $D_e = 150$ мм, труби діаметром $d_3 \times \delta = 25 \times 2$ мм, кількість труб $n = 13$, довжина труб $l = 1.5$ м. Витрата гарячої води $G = 8000$ кг/год, середня температура води $\bar{t}_e = 150$ °С, а стінки труби - $\bar{t}_{cm} = 127$ °С.

Розв'язування.

Теплофізичні властивості води за $\bar{t}_e = 150$ °С (дод. 5):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.684 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

- коефіцієнт динамічної в'язкості

$$\mu = 185 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с};$$

- густина води

$$\rho = 917 \text{ кг}/\text{м}^3;$$

- критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 1.17.$$

Швидкість руху води в міжтрубному просторі підігрівника:

$$w = \frac{G}{\rho \cdot F} = \frac{4 \cdot G}{\pi \cdot \rho \cdot (D_e^2 - n \cdot d_3^2)} = \frac{4 \cdot 8000}{3600 \cdot 3.14 \cdot 917 \cdot (0.15^2 - 13 \cdot 0.025^2)} = 0.215 \text{ м}/\text{с}.$$

Еквівалентний діаметр міжтрубного простору кожухотрубного підігрівника (4. 20):

$$d_e = \frac{D_e^2 - n \cdot d_3^2}{D_e + n \cdot d_3} = \frac{0.15^2 - 13 \cdot 0.025^2}{0.15 + 13 \cdot 0.025} = 0.030 \text{ м}.$$

Критерій Рейнольдса визначаємо за формулою (3. 9):

$$\text{Re} = \frac{w \cdot d_3 \cdot \rho}{\mu} = \frac{0.215 \cdot 0.025 \cdot 917}{185 \cdot 10^{-6}} = 2.7 \cdot 10^4 > 1000.$$

Тоді критерій Нуссельта (4. 19) становить:

$$\bar{\text{Nu}} = C \cdot d_e \cdot \text{Re}^{0.6} \cdot \text{Pr}^{0.23} = 1.16 \cdot 0.030 \cdot (2.7 \cdot 10^4)^{0.6} \cdot 1.17^{0.23} = 16.45,$$

де $C = 1.16$ - дослідний коефіцієнт за відсутності сегментних перегородок в міжтрубному просторі кожухотрубного теплообмінника.

Звідси визначаємо середній коефіцієнт тепловіддачі від гарячої води до стінок труб (3. 70):

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\text{Nu}} \cdot \lambda}{d_3} = \frac{16.45 \cdot 0.684}{0.025} = 450 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становитиме:

$$Q = \bar{\alpha} \cdot F \cdot (\bar{t}_e - \bar{t}_{cm}) = \bar{\alpha} \cdot n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot (\bar{t}_e - \bar{t}_{cm}) = \\ = 450 \cdot 13 \cdot 3.14 \cdot 0.025 \cdot 1.5 \cdot (150 - 127) = 15843 \text{ Вт}.$$

Тепловіддача під час поперечного обтікання одиничної гладкої труби (рис 4. 1). 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. Експериментальні дані щодо тепловіддачі під час поперечного обтікання одиничної круглої труби потоком рідини (газу) узагальнені формулою:

$$\overline{Nu} = (0.43 + C \cdot Re^n \cdot Pr^{0.38}) \cdot \epsilon_\varphi. \quad (4. 21)$$

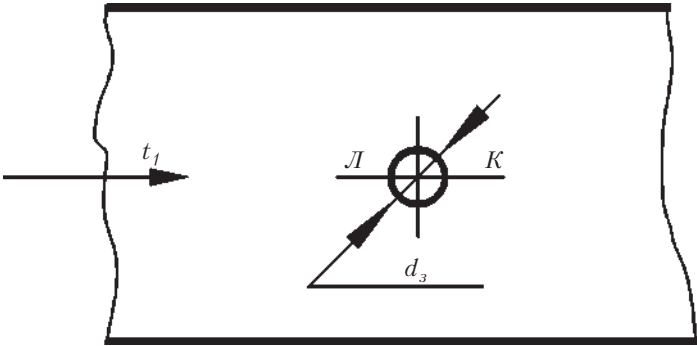


Рис. 4. 1. Поперечне обтікання одиничної гладкої труби

Параметри теплоносія у формулі (4. 21) відповідають умовам набігаючого потоку t_1 , а визначальним розміром є зовнішній діаметр труби d_3 .

Значення коефіцієнта C і показника степеня n залежно від критерія 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 $\bar{\alpha}$ ($\epsilon_\varphi = 1$) спостерігається за розташування труб перпендикулярно потокові. Якщо труба нахилена, то 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

$$\epsilon_{\varphi} = 0.145 \cdot \varphi^{0.45}. \quad (4.22)$$

Якщо за формулою (4.22) значення ϵ_{φ} отримаємо дещо більшим за одиницю, то приймаємо його таким, що дорівнює одиниці. Максимальна похибка - 7%.

Тепловіддача під час поперечного обтікання пучка гладких труб (див. рис. 7.3) ще більше ускладнюється, коли характер обтікання залежить від розташування труб в пучку, який буває **шаховим** (рис. 4.3, а) або **коридорним** (рис. 4.3, б). Тепловіддача поступово зростає внаслідок підсилення турбулентності в напрямку потоку від першого до третього ряду труб в пучку, після цього вона стабілізується. Однак перемішування теплоносія за шахового розташування труб інтенсивніше, ніж за коридорного, що зумовлює ефективнішу тепловіддачу. Для визначення коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}$ за $Re = 200 \dots 2 \cdot 10^5$ застосовують рівняння:

за шахового розташування труб

$$\overline{Nu} = 0.41 \cdot Re^{0.6} \cdot Pr^{0.36} \cdot (Pr/Pr_{cm})^{0.25} \cdot \epsilon_{\varphi}, \quad (4.23)$$

за коридорного розташування труб

$$\overline{Nu} = 0.26 \cdot Re^{0.65} \cdot Pr^{0.36} \cdot (Pr/Pr_{cm})^{0.25} \cdot \epsilon_{\varphi}. \quad (4.24)$$

Визначальним розміром в формулах (4.23) і (4.24) є зовнішній діаметр труб d_z , визначальною температурою - середнє значення між температурами рідини (газу) до пучка і після нього $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_1 + t_2)$.

В формулах (4.23) і (4.24) приймають $\epsilon_{\varphi} = 0.6$ для кожухотрубних теплообмінників з поперечними перегородками.

Швидкість w розраховується як відношення об'ємної витрати теплоносія за $\bar{t}$ до найвужчого перерізу в пучку, враховуючи наявність труб.

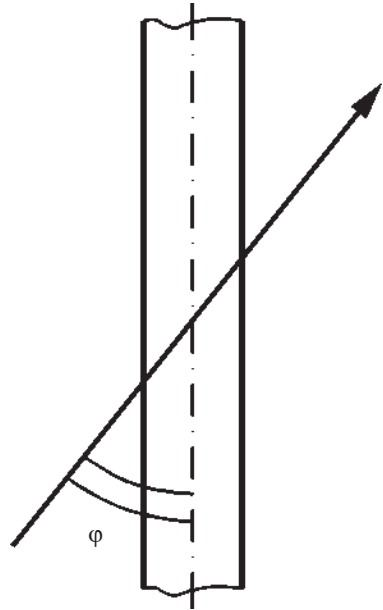


Рис. 4.2. Кут атаки

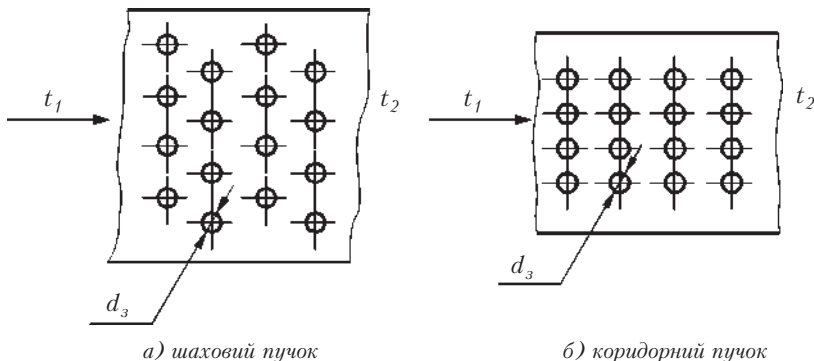


Рис. 4. 3. Розташування труб під час поперечного обтікання трубного пучка

Приклад 4. 11. Розрахувати середній коефіцієнт тепловіддачі і тепловий потік під час нагрівання повітря, яке поперечно обтікає шаховий пучок гладких труб в повітряно-нагрівнику. Масова швидкість руху повітря $w_p = 7 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Середня температура повітря $\bar{t}_n = -4.5^\circ \text{C}$, а стінки труби - $\bar{t}_{cm} = 70^\circ \text{C}$. Труби діаметром $d_3 \times \delta = 25 \times 2 \text{ мм}$, довжина труб $l = 0.56 \text{ м}$, кількість труб $n = 18$. Кут атаки $\varphi = 90^\circ$.

Розв'язування.

Теплофізичні властивості повітря за $\bar{t}_n = -4.5^\circ \text{C}$ (дод. 1):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.02404 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K});$$

- коефіцієнт динамічної в'язкості

$$\mu = 17.28 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с};$$

- критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 0.7236.$$

Критерій Рейнольдса за формулою (3. 9) становить:

$$200 < \text{Re} = \frac{w \cdot d_3 \cdot \rho}{\mu} = \frac{7 \cdot 0.025}{17.28 \cdot 10^{-6}} = 10127 < 2 \cdot 10^5.$$

Тоді критерій Нуссельта за формулою (4. 23) становить:

$$\bar{\text{Nu}} = 0.41 \cdot \text{Re}^{0.6} \cdot \text{Pr}^{0.36} \cdot \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{cm}} \right)^{0.25} \cdot \varepsilon_\varphi = 0.41 \cdot 10127^{0.6} \cdot 0.7236^{0.36} \cdot 1^{0.25} \cdot 1 = 92.4,$$

де $\text{Pr}/\text{Pr}_{cm} = 1$ для газів, а $\varepsilon_\varphi = 1$ за $\varphi = 90^\circ$.

Звідси визначаємо середній коефіцієнт тепловіддачі від стінок гладких труб до повітря (3. 70):

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\text{Nu}} \cdot \lambda}{d_3} = \frac{92.4 \cdot 0.02404}{0.025} = 88.9 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}).$$

Остаточний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становитиме:

$$Q = \bar{\alpha} \cdot F \cdot (\bar{t}_{cm} - \bar{t}_n) = \bar{\alpha} \cdot n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot (\bar{t}_{cm} - \bar{t}_n) = \\ = 88.9 \cdot 18 \cdot 3.14 \cdot 0.025 \cdot 0.56 \cdot (70 - (-4.5)) = 5241 \text{ Вт.}$$

4.2.7. Тепловіддача під час обтікання пучка труб з поперечними ребрами. Оребрення поверхонь робиться з метою збільшення поверхні тепловіддачі (рис. 4. 4), зокрема для газоподібних теплоносіїв, в тому числі повітря. Тоді процес тепловіддачі ускладнюється і формули для визначення коефіцієнта тепловіддачі набирають вигляду:

за шахового розташування труб

$$\overline{Nu} = 0.25 \cdot (d_3/t)^{-0.54} \cdot (h/t)^{-0.14} \cdot Re^{0.65} \cdot Pr^{0.4}, \quad (4. 25)$$

за коридорного розташування труб

$$\overline{Nu} = 0.116 \cdot (d_3/t)^{-0.54} \cdot (h/t)^{-0.14} \cdot Re^{0.72} \cdot Pr^{0.4}, \quad (4. 26)$$

де d_3 - зовнішній діаметр несучої труби, м; t - крок ребер, м; D - зовнішній діаметр оребрення, м; $h = \frac{D-d_3}{2}$ - висота ребра, м.

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

Формули (4. 25) і (4. 26) застосовуються за значень $Re = 3000 \dots 25000$ і за $3 < d_3/t < 4.8$.

За обчисленням з рівнянь (4. 25) і (4. 26) умовним коефіцієнтом тепловіддачі $\bar{\alpha}$ (15...85 Вт/(м²·К)) визначають за наближеною формулою

$$\bar{\alpha}_{np} = 0.75 \cdot \bar{\alpha} - 1.25, \text{ Вт/(м}^2\text{·К)}, \quad (4. 27)$$

так званий **приведений коефіцієнт тепловіддачі**, який і підставляють у формулу для коефіцієнта теплопередачі (віднесеного до повної зовнішньої поверхні ребристої стінки $F_{p,cm}$, включаючи поверхню ребер).

Приведений коефіцієнт тепловіддачі $\bar{\alpha}_{np}$ залежить (рис. 6.3) від коефіцієнтів тепловіддачі ребер $\bar{\alpha}_p$ і гладкої частини оребреної поверхні $\bar{\alpha}_{cm}$, а також коефіцієнта ефективності ребра E та співвідношення поверхні ребер F_p гладкої частини оребреної поверхні труби F_{cm} .

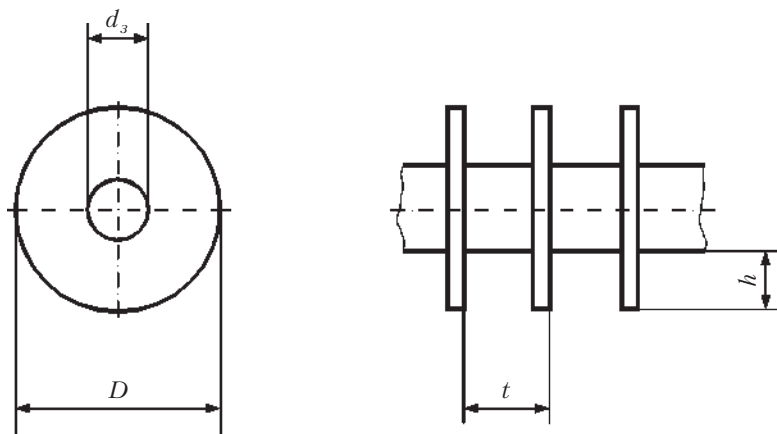


Рис. 4. 4. Труба з поперечними ребрами

Приклад 4. 12. Розрахувати середній коефіцієнт тепловіддачі і тепловий потік під час нагрівання повітря, яке обтікає шаховий пучок труб з поперечними ребрами в повітряонагрівнику. Масова швидкість руху повітря $w_p = 7 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Середня температура повітря $\bar{t}_n = -4.5^\circ \text{C}$, а гладкої частини ребристої стінки труби - $\bar{t}_{cm} = 70^\circ \text{C}$. Несучі сталеві труби діаметром $d_3 \times \delta = 25 \times 2 \text{ мм}$, довжина труб $l = 0.56 \text{ м}$, кількість труб $n = 18$. Зовнішній діаметр оребрення $D = 45 \text{ мм}$, товщина ребра $\delta_p = 0.4 \text{ мм}$, крок ребер $t = 8 \text{ мм}$. Термічним опором ребер можна знехтувати. Порівняти отримані результати з розв'язком прикладу 4. 11.

Розв'язування.

Теплофізичні властивості повітря за $\bar{t}_n = -4.5^\circ \text{C}$ (дод. 1):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.02404 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

- коефіцієнт динамічної в'язкості

$$\mu = 17.28 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с};$$

- критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 0.7236.$$

Критерій Рейнольдса за формулою (3. 9) становить:

$$3000 < \text{Re} = \frac{w \cdot \rho \cdot t}{\mu} = \frac{7 \cdot 0.008}{17.28 \cdot 10^{-6}} = 3241 < 25000.$$

Відношення:

$$3 < d_3/t = 0.025/0.008 = 3.13 < 4.8.$$

Висота ребра:

$$h = \frac{D - d_3}{2} = \frac{0.045 - 0.025}{2} = 0.01 \text{ м}.$$

Відношення:

$$h/t = 0.01/0.008 = 1.25.$$

Тоді критерій Нуссельта за формулою (4. 25) становить:

$$\begin{aligned}\overline{\text{Nu}} &= 0.25 \cdot \left(\frac{d_3}{t}\right)^{-0.54} \cdot \left(\frac{h}{t}\right)^{-0.14} \cdot \text{Re}^{0.65} \cdot \text{Pr}^{0.4} = \\ &= 0.25 \cdot (3.13)^{-0.54} \cdot (1.25)^{-0.14} \cdot 3241^{0.65} \cdot 0.7236^{0.4} = 22.0.\end{aligned}$$

Звідси визначаємо умовний середній коефіцієнт тепловіддачі від оребрених труб до повітря (3. 70):

$$15 < \overline{\alpha} = \frac{\overline{\text{Nu}} \cdot \lambda}{t} = \frac{22.0 \cdot 0.02404}{0.008} = 66.1 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}) < 85.$$

За наближеною формулою (4. 27) розраховуємо приведенний середній коефіцієнт тепловіддачі, віднесений до повної поверхні ребристої стінки:

$$\overline{\alpha}_{np} = 0.75 \cdot \overline{\alpha} - 1.25 = 0.75 \cdot 66.1 - 1.25 = 48.3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Поверхня несучих труб до оребрення:

$$F_{zl} = n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l = 18 \cdot 3.14 \cdot 0.025 \cdot 0.56 = 0.79 \text{ м}^2.$$

Повна поверхня ребристої стінки:

$$\begin{aligned}F_{p.cm} &= F_{cm} + F_p = n \cdot \frac{l}{t} \cdot (t - \delta_p) \cdot \pi \cdot d_3 + n \cdot \left[\frac{l}{t} \cdot \delta_p \cdot \pi \cdot D + \frac{2 \cdot l}{t} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot (D^2 - d_3^2) \right] = \\ &= n \cdot \frac{\pi \cdot l}{t} \cdot \left[(t - \delta_p) \cdot d_3 + \delta_p \cdot D + \frac{D^2 - d_3^2}{2} \right] = \\ &= 18 \cdot \frac{3.14 \cdot 0.56}{0.008} \cdot \left[(0.008 - 0.0004) \cdot 0.025 + 0.0004 \cdot 0.045 + \frac{0.045^2 - 0.025^2}{2} \right] = 3.59 \text{ м}^2,\end{aligned}$$

де F_{cm} - поверхня гладкої частини ребристої стінки;

F_p - поверхня ребер.

Коефіцієнт оребрення:

$$K_{op} = \frac{F_{p.cm}}{F_{zl}} = \frac{3.59}{0.79} = 4.54.$$

Остаточний тепловий потік за законом Ньютона-Ріхмана (3. 2) становитиме:

$$\begin{aligned}Q &= \overline{\alpha}_{np} \cdot F_{p.cm} \cdot (\bar{t}_{cm} - \bar{t}_n) = \overline{\alpha}_{np} \cdot F_{zl} \cdot K_{op} \cdot (\bar{t}_{cm} - \bar{t}_n) = \overline{\alpha}_{np} \cdot n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot K_{op} \cdot (\bar{t}_{cm} - \bar{t}_n) = \\ &= 48.3 \cdot 3.59 \cdot (70 - (-4.5)) = 12918 \text{ Вт}.\end{aligned}$$

Порівнюючи отримані результати з розв'язком прикладу 4. 11, робимо висновок, що за оребрення поверхні труб середній коефіцієнт тепловіддачі $\overline{\alpha}$ зменшився в

$88.9/48.3 = 1.84$ рази, площа ребристої стінки зросла в $K_{op} = 4.54$ рази, а тепловий потік Q зріс в $12918/5241 = 4.54/1.84 = 2.47$ рази, що свідчить про ефективність застосування оребрення.

4.3. ТЕПЛОВІДДАЧА ПІД ЧАС ЗМІНИ АГРЕГАТНОГО СТАНУ РЕЧОВИНИ

4.3.1. Тепловіддача під час кипіння. *Випаровування за природної конвекції, бульбашкове і плівкове кипіння, криза теплообміну під час кипіння.* **Кипіння** - це процес перетворення рідини в пару (рис. 4. 6). Звичайно вважають, що рідина закипає за температури t_p , яка дорівнює температурі t_n насиченої пари, що виходить з неї, за тиску насиченої пари p_n , який дорівнює тискові рідини p_p . Проте це не так. **За $t_p = t_n$** бульбашки пари в рідині існувати не можуть і тепловіддача відбувається ще **за законами природної конвекції**. Річ у тім, що тиск насиченої пари всередині бульбашок p_n повинен зрівноважувати не тільки тиск рідини p_p , але й сили поверхневого натягу, які стискають бульбашку подібно пружній оболонці, тобто $p_n = p_p + \Delta p$. А якщо $p_n > p_p$, то $t_n > t_p$, оскільки вищому тискові пари в насиченому стані відповідає вища температура. Природно, що і температура рідини t_p , всередині якої утворюються парові бульбашки, повинна щонайменше дорівнювати t_n . Отже, перегрівання рідини $\Delta t_p = t_p - t_n$, необхідне для її закипання та утворення бульбашки, визначається надлишковим тиском Δp , потрібним для подолання сил поверхневого натягу, наприклад, під час кипіння води в атмосферних умовах $\Delta t_p = 0.4...0.8$ °C.

Для визначення надлишкового тиску Δp уявно розріжемо сферичну бульбашку по діаметру, замінимо дію відкинутої нижньої частини на верхню силою поверхневого натягу (вона діє по периметру) і порівняєм її до вертикальної проекції сил тиску (вони діють по півсфері, рис. 4. 5):

$$2\pi R\sigma = ((p_p + \Delta p) - p_p)\pi R^2. \quad (4. 28)$$

Звідси отримаємо надлишковий тиск, необхідний для існування парової бульбашки:

$$\Delta p = \frac{2 \cdot \sigma}{R}. \quad (4. 29)$$

Згідно з формулою (4. 29) надлишковий тиск Δp росте зі зменшенням радіуса бульбашки R , тому за будь-якого перегрівання рідини Δt_p завжди виявиться такий **критичний радіус бульбашки $R_{кр}$** , за якого сумарний тиск $p_p + \Delta p$ дорівнюватиме тискові насичення $p_n(t_p)$ за

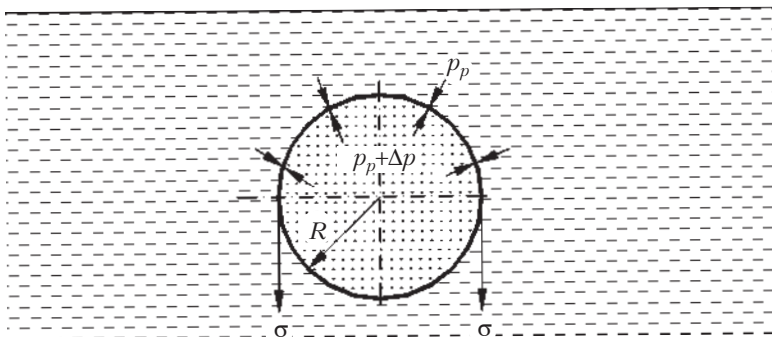


Рис. 4. 5. Сили, які діють на сферичну парову бульбашку в киплячій рідині

температури $t_p = t_n + \Delta t_p$. Бульбашки з радіусом $R > R_{кр}$ будуть “роздуватись”, оскільки $p_n > p_p + \Delta p$, і процес кипіння відбуватиметься, а бульбашки з радіусом $R < R_{кр}$ роздушуть (стиснуть) сили поверхневого натягу і пара сконденсується. З цього випливає, що коли б бульбашки пари почали рости з нульового радіуса (“з нічого”), то кипіння не почалось би ніколи.

Насправді зародками парових бульбашок є бульбашки газу. Газ в бульбашках, як пружне тіло, тільки стискається під дією сил поверхневого натягу, не зникаючи (він не може конденсуватись), тому критичного радіуса для газових бульбашок не існує. Пара з перегрітої рідини

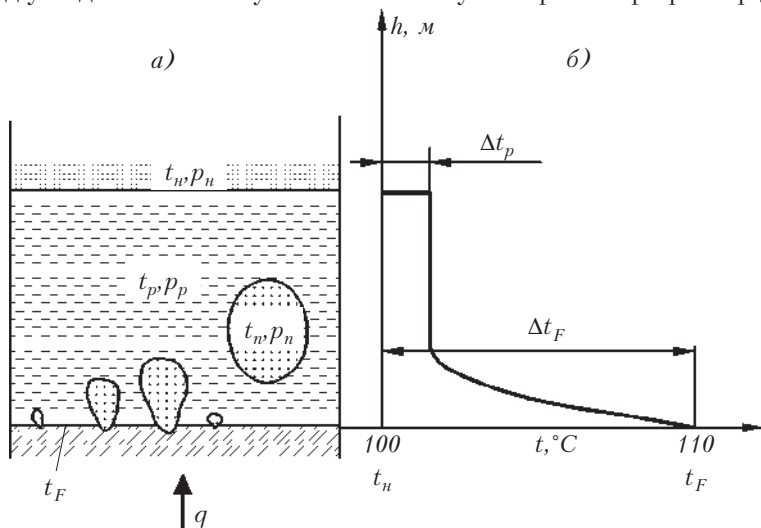


Рис. 4. 6. Схема зародження парових бульбашок в мікротріщині нагрітої поверхні (а) і розподілення температур по висоті посуду з киплячою водою (б)

утворюється на поверхні газових бульбашок, радіус яких більший за $R_{кр}$. Найсильніше рідина перегріта, природно, біля нагрітої поверхні, тому там значення $R_{кр}$ мінімальне. Бульбашки повітря, які застрягли в мікротріщинах і шорсткостях нагрітої поверхні, радіус яких перевищує $R_{кр}$, і є місцями зародження парових бульбашок, так званими **центрами пароутворення**.

Після зародження парові бульбашки швидко ростуть, відриваються від нагрітої поверхні і спливають, але невеликі їх частинки залишаються на нагрітій поверхні і є зародками наступних бульбашок (рис. 4. 6).

Самі бульбашки забирають від нагрітої поверхні небагато теплоти, але вони інтенсивно перемішують рідину у всьому об'ємі і, основне, в приграничному шарі, що призводить до різкої інтенсифікації тепловіддачі до киплячої рідини порівняно зі звичайною природною конвекцією (рис. 4. 7). Кількість центрів пароутворення на гріючій поверхні збільшується зі зростанням густини теплового потоку q , оскільки під час цього збільшується перегрівання рідини біля стінки, відповідно зменшується критичний радіус бульбашки і все мілкіші шорсткості можуть породжувати бульбашки радіусом $R > R_{кр}$. До певної межі це покращує перемішування рідини і теплообмін, але далі пароутворення біля поверхні стає настільки інтенсивним, що рідина

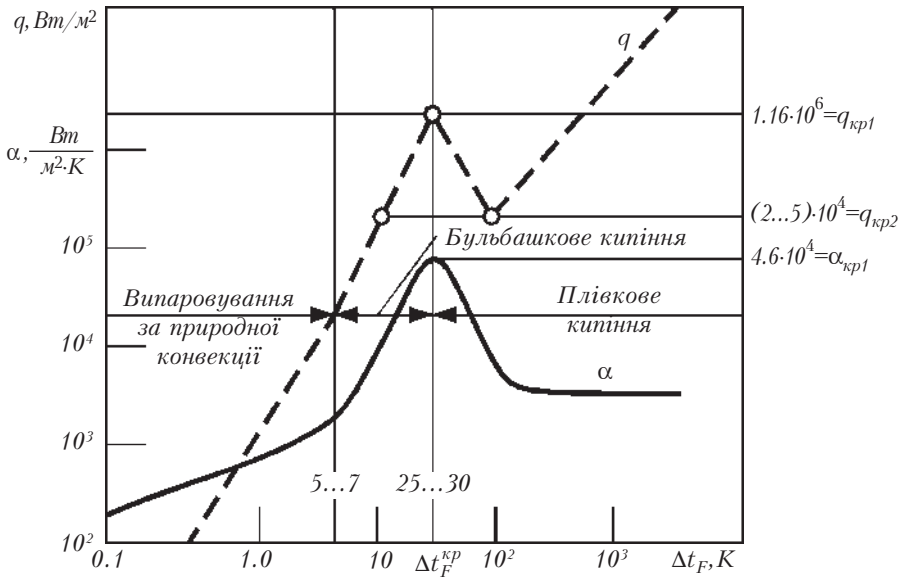


Рис. 4. 7. Залежність густини теплового потоку q і коефіцієнта тепловіддачі α від перегрівання стінки $\Delta t_F = t_F - t_n$ для киплячої води за $p = 101.3 \text{ кПа}$ (1 ата)

відокремлюється від гріючої поверхні майже суцільним прошарком (плівкою) перегрітої пари. Отже, після **бульбашкового режиму кипіння** настає **плівковий**. Природно, що плівка пари нестійка і безперервно руйнується, але тут же відновлюється завдяки новим порціям утвореної перегрітої пари. Пара, як і будь-яка газоподібна речовина, 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 наближатись до критичного теплового навантаження $q_{кр1}$, яке відповідає переходу до плівкового режиму кипіння. Річ у тім, що в апаратах, в яких тепловий потік задається незалежно від інтенсивності тепловіддачі (наприклад, в електронагрівниках), випадкове, навіть нетривале в часі перевищення теплового навантаження над $q_{кр1}$ призведе до переходу в плівковий режим кипіння і температура нагрівника різко зросте - майже на 1000°C (див. рис. 4. 7). Навіть леговані сталі не витримують таких високих температур. Зворотний перехід до бульбашкового кипіння відбувається за достатньо сильного зниження теплового навантаження (до $q_{кр2}$). Так, наприклад, під час кипіння води і слабких водних розчинів рекомендовані питомі теплові навантаження, які не перевищують $q = 9.4 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ за $\Delta t_F = t_F - t_n = 15^{\circ}\text{C}$.

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 за $0.1 \leq p \leq 3.0 \text{ МПа}$ може бути розрахований за однією з емпіричних розмірних залежностей:

$$\bar{\alpha} = b \cdot \left(\frac{\lambda^2}{\nu \cdot \sigma \cdot T_n} \right)^{1/3} \cdot q^{2/3}, \text{ Вт/}(\text{м}^2 \cdot \text{К}) \quad (4. 30)$$

або

$$\bar{\alpha} = b^3 \cdot \frac{\lambda^2}{\nu \cdot \sigma \cdot T_n} \cdot \Delta t_F^2, \text{ Вт/}(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (4. 31)$$

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

$$b = 0.075 + 0.75 \cdot \left(\frac{\rho_n}{\rho_p - \rho_n} \right)^{2/3}; \quad (4. 32)$$

σ - поверхневий натяг, Н/м; T_n - 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.

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

За формулами (4. 30) і (4. 31) можна розрахувати коефіцієнти тепловіддачі також під час бульбашкового режиму кипіння рідин в умовах вільного або вимушеного руху в трубах і поздовжніх некруглих каналах. Відхилення експериментальних даних від розрахункових - $\pm 35\%$. Значний вплив на тепловіддачу під час кипіння рідин чинять поверхневі умови (матеріал, стан, чистота поверхні нагрівання).

Для киплячої води формула (4. 30) набирає вигляду:

$$\bar{\alpha} = 0.56 \cdot q^{0.7} \cdot p^{0.15}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (4. 33)$$

а формула (4. 31):

$$\bar{\alpha} = 0.145 \cdot \Delta t_F^{2.33} \cdot p^{0.5}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (4. 34)$$

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

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

Приклад 4. 13. Розрахувати середній коефіцієнт тепловіддачі та тепловий потік від стінки до води, яка кипить у вертикальних трубах кожухотрубного випарника, якщо надлишковий тиск у випарнику $p_{надл} = 25$ кПа, середня температура стінок труб $\bar{t}_F = 120$ °С, діаметр труб $d_3 \times \delta = 25 \times 2$ мм, висота труб $H = 2.0$ м, кількість труб $n = 43$.

Розв'язування.

Абсолютний тиск у випарнику становить:

$$p_{абс} = p_{атм} + p_{надл} = 101.3 + 25 = 126.3 \text{ кПа} = 1.263 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

З дод. 11 визначаємо, що температура кипіння води за $p_{абс} = 1.263 \cdot 10^5$ Па становить:

$$t_{кин} = t_n = 106.1 \text{ } ^\circ\text{С}.$$

Різниця температур

$$\Delta t_F = \bar{t}_F - t_n = 120 - 106.1 = 13.9 \text{ } ^\circ\text{С}.$$

Середній коефіцієнт тепловіддачі від стінки до води, яка кипить у вертикальних трубах кожухотрубного випарника, визначаємо за формулою (4. 34):

$$\bar{\alpha} = 0.145 \cdot \Delta t_F^{2.33} \cdot p_{абс}^{0.5} = 0.145 \cdot 13.9^{2.33} \cdot (1.263 \cdot 10^5)^{0.5} = 23730 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Тепловий потік під час кипіння (3. 2) становить:

$$Q = \bar{\alpha} \cdot F \cdot (\bar{t}_F - t_n) = \bar{\alpha} \cdot n \cdot \pi \cdot d_o \cdot H \cdot \Delta t_F =$$

$$= 23730 \cdot 43 \cdot 3.14 \cdot 0.021 \cdot 2.0 \cdot 13.9 = 1870510 \text{ Вт.}$$

4.3.2. Тепловіддача під час конденсації пари. 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 ($t_F < t_n$). 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. Краплинна конденсація є інтесивнішою, тому що пара контактує безпосередньо з поверхнею теплообміну, але для води і багатьох рідин її практичне здійснення неможливе. Плівкова конденсація зустрічається значно частіше. Під час плівкової конденсації пара переходить в рідкий стан на зовнішній поверхні плівки конденсату, який стикається з паром. Температура цієї поверхні майже дорівнює температурі насичення t_n . Температура конденсату на поверхні стінки дорівнює температурі стінки t_F , тобто товщина теплового приграничного шару дорівнює товщині плівки конденсату δ .

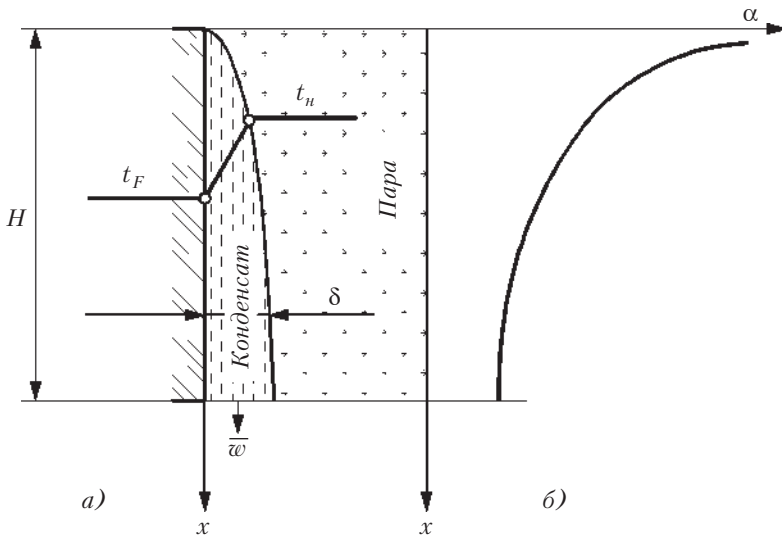


Рис. 4. 8. Характер течії плівки конденсату на вертикальній пластині (а) і розподілення коефіцієнта тепловіддачі по висоті (б)

Розглянемо найпростіший випадок плівкової конденсації на вертикальній поверхні (рис. 4. 8). В міру стікання вздовж осі x кількість конденсату збільшується, відповідно зростає товщина плівки δ і середня по товщині швидкість течії конденсату $\bar{w}$. За значень числа Рейнольдса $Re = \bar{w} \cdot \delta / \nu$, які перевищують $Re_{кр} = 400$, ламінарна течія переходить в 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. 4. 8). Інтенсивність тепловіддачі зменшується в міру стікання конденсату вздовж осі x через зростання товщини його плівки.

Розрахункові залежності для визначення коефіцієнтів тепловіддачі під час ламінарної течії плівки конденсату. Узагальнене рівняння для визначення коефіцієнта тепловіддачі від конденсованої пари має вигляд:

$$\overline{Nu} = f(Ga, Pr, K), \quad (4. 35)$$

причому на підставі дослідних даних цю функцію можна подати рівнянням:

$$\overline{Nu} = C \cdot (Ga \cdot Pr \cdot K)^{0.25}, \quad (4. 36)$$

де $\overline{Nu} = \bar{\alpha} \cdot l / \lambda$ - критерій Нуссельта; $Ga = Re^2 / Fr = g \cdot l^3 \cdot \rho^2 / \mu^2$ - критерій Галілея, який характеризує співвідношення сил ваги і

тертя в потоці; $Fr = \frac{\bar{w}^2}{g \cdot l}$ - критерій Фруда, який характеризує співвідношення сил інерції і ваги в потоці; $Pr = c_p \cdot \mu / \lambda$ - критерій

Прандтля; $K = \frac{r}{c_p \cdot \Delta t_F}$ - критерій Кутателадзе, який характеризує

зміну агрегатного стану, або критерій конденсації; $\Delta t_F = t_n - t_F$ - **рушійна сила процесу конденсації**.

Значення фізико-хімічних констант рідини (конденсату) λ , ρ , μ , c_p в критеріях належать до середньої температури плівки конденсату $\bar{t}_{пл} = 0.5 \cdot (t_n + t_F)$, а значення теплоти конденсації r - до температури конденсації (насичення) t_n . Коли різниця температур Δt_F не перевищує 30...40 К, то з достатньою для технічних розрахунків точністю значення всіх констант можна визначати за температури конденсації (насичення) t_n .

Підставивши в рівняння (4. 36) значення критеріїв і скоротивши подібні члени, отримаємо розмірну залежність для визначення

середнього значення коефіцієнта тепловіддачі по поверхні під час плівкової конденсації:

$$\bar{\alpha} = C \cdot 4 \sqrt{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu \cdot l \cdot \Delta t_F}}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (4.37)$$

де l - визначальний геометричний розмір, м.

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 (за $\rho_p \gg \rho_n$) отримано (обробленням дослідних даних) значення коефіцієнта $C = 1.15$ в рівнянні (4.37). Визначальним розміром є висота H вертикальної стінки ($l = H$). Відповідно рівняння для визначення середнього значення коефіцієнта тепловіддачі має вигляд:

$$\bar{\alpha} = 1.15 \cdot 4 \sqrt{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu \cdot H \cdot \Delta t_F}} = 2.04 \cdot 4 \sqrt{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot r}{\mu \cdot H \cdot \Delta t_F}}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}). \quad (4.38)$$

Рівняння (4.38) вперше отримав Нуссельт у 1916 р.

Приклад 4.14. Визначити середній коефіцієнт тепловіддачі та тепловий потік до вертикальних трубок парового підігрівника води для гарячого водопостачання. Висота трубок $H = 2$ м, зовнішній діаметр $d_z = 25$ мм, середня температура стінки $\bar{t}_F = 100$ °С, кількість труб $n = 43$. На трубках конденсується насичена водяна пара за абсолютного тиску $p_n = 0.6$ МПа.

Розв'язування.

Температура конденсації (насичення) водяної пари за $p_n = 6 \cdot 10^5$ Па (дод. 11)

$$t_{\text{конд}} = t_n = 157.9 \text{ °С}.$$

Питома теплота конденсації за $t_n = 157.9$ °С (дод.11)

$$r = 2113 \cdot 10^3 \text{ Дж}/\text{кг}.$$

Середня температура плівки конденсату

$$\bar{t}_{nl} = \frac{t_n + \bar{t}_F}{2} = \frac{157.9 + 100}{2} = 129.0 \text{ °С}.$$

Теплофізичні властивості конденсату (води) за $\bar{t}_{nl} = 129.0$ °С (дод. 5):

-коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.686 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К});$$

-густина

$$\rho = 935.8 \text{ кг}/\text{м}^3;$$

-коефіцієнт динамічної в'язкості

$$\mu = 213.9 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}.$$

Різниця температур

$$\Delta t_F = t_n - \bar{t}_F = 157.9 - 100.0 = 57.9 \text{ }^\circ\text{C} = 57.9 \text{ K}.$$

За формулою (4. 38) визначаємо середній коефіцієнт тепловіддачі:

$$\bar{\alpha} = 2.04 \cdot 4 \sqrt{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot r}{H \cdot \mu \cdot \Delta t_F}} = 2.04 \cdot 4 \sqrt{\frac{0.686^3 \cdot 935.8^2 \cdot 2113 \cdot 10^3}{2 \cdot 213.9 \cdot 10^{-6} \cdot 57.9}} = 4521 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}).$$

Тепловий потік під час конденсації (3. 2) становитиме:

$$Q = \bar{\alpha} \cdot F \cdot (t_n - \bar{t}_F) = \bar{\alpha} \cdot n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot H \cdot \Delta t_F = \\ = 4521 \cdot 43 \cdot 3.14 \cdot 0.025 \cdot 2.0 \cdot 57.9 = 1767182 \text{ Вт}.$$

Конденсація на горизонтальній поверхні. Під час конденсації пари на горизонтальній поверхні (*зовнішній поверхні одиначної горизонтальної труби*) коефіцієнт $\bar{\alpha}$ визначають за рівнянням (4. 37), в якому визначальний геометричний розмір l заміняється на d_3 - зовнішній діаметр труби ($l = d_3$), а коефіцієнт $C = 0.72$. Отже

$$\bar{\alpha} = 0.72 \cdot 4 \sqrt{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot r}{\mu \cdot d_3 \cdot \Delta t_F}} = 1.28 \cdot 4 \sqrt{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot r}{\mu \cdot d_3 \cdot \Delta t_F}}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}). \quad (4. 39)$$

У випадку конденсації пари *на зовнішній поверхні пучка горизонтальних труб* коефіцієнт тепловіддачі може бути розрахований за рівнянням (4. 39), тільки для труб верхнього ряду. Під час стікання конденсату його шар на трубах нижчезрештованих 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, коефіцієнт тепловіддачі $\bar{\alpha}_{пуч}$ середній для всього багаторядного пучка, на якому конденсується пара, визначають множенням значення $\bar{\alpha}$, отриманого з рівняння (4. 39) на поправний коефіцієнт ϵ_m , який залежить від кількості труб в кожному вертикальному ряду m , а також схеми розташування труб в пучку (шахове або коридорне):

$$\bar{\alpha}_{пуч} = \bar{\alpha} \cdot \epsilon_m, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}). \quad (4. 40)$$

Для шахового розташування труб

$$\epsilon_m = 1.21 \cdot m^{-0.25}, \quad (4. 41)$$

а для коридорного -

$$\epsilon_m = m^{-0.25}. \quad (4. 42)$$

Коефіцієнти тепловіддачі під час плівкової конденсації водяної пари змінюються в межах $(5...18) \cdot 10^3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K})$. Під час краплинної конденсації

вони значно вищі, але стійкої краплинної конденсації в промисловій теплообмінній апаратурі реалізувати звичайно не вдається.

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

$$r \cdot G = \alpha \cdot \Delta t_F \cdot F; \quad (4.43)$$

$$F = \pi \cdot d_3 \cdot n \cdot L, \quad (4.44)$$

де G - масова витрата конденсованої пари, кг/с; F - площа поверхні трубчастого конденсатора, який містить n труб зовнішнього d_3 діаметра, м²; L - довжина труби (для вертикальних труб - висота H), м.

Визначивши за рівняннями (4.43) і (4.44) для вертикальних труб $H \cdot \Delta t_F$, а для горизонтальних - $d_3 \cdot \Delta t_F$ і підставляючи їх значення у відповідні формули (4.38) і (4.39), отримаємо відповідні залежності коефіцієнта тепловіддачі від витрати конденсованої пари $\bar{\alpha} = f(G)$.

Коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації чистої пари, яка рухається зі швидкістю $w_n > 6$ м/с, можна визначити за формулою:

$$\bar{\alpha}_w = \bar{\alpha} \cdot (0.062 \cdot w_n + 0.62), \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (4.45)$$

де $\bar{\alpha}$ - коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації практично нерухомої пари, визначений за відповідними формулами (4.38)...(4.40). Коефіцієнт $\bar{\alpha}_w > \bar{\alpha}$ за $w_n > 6$ м/с. Пояснюється тим, що плівка конденсату стає тоншою.

$$\epsilon_{\text{сум}} = \bar{\alpha}_{\text{сум}} / \bar{\alpha}$$

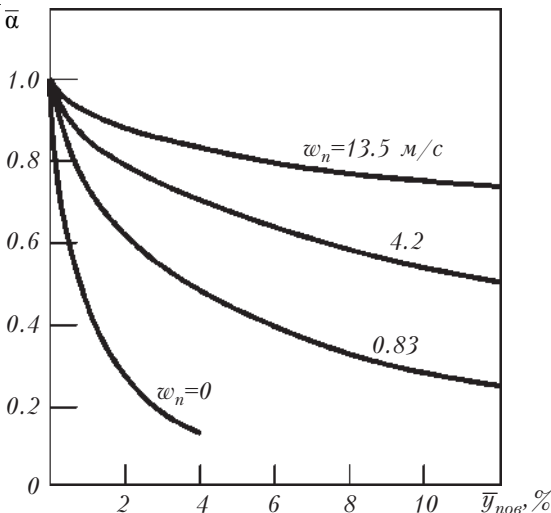


Рис. 4.9. Вплив домішки повітря на відносний коефіцієнт тепловіддачі $\epsilon_{\text{сум}}$ для водяної пари, яка конденсується на горизонтальній трубі, за $p = 79.5$ кПа і різних швидкостей обтікання w_n

Конденсація парогазових сумішей. Присутність в парі неконденсованих газів (наприклад, повітря) значно знижує значення коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}$ (рис. 4. 9). 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 $\Delta t_F = t_n - t_F$.

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 розмірами поверхні конденсації. На рис. 4. 9 зображений вплив домішки повітря на коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації водяної пари на горизонтальній трубі. По осі абсцис відкладена відносна масова концентрація повітря в парі $\bar{y}_{нов}$ по осі ординат - **відносні коефіцієнти тепловіддачі** $\epsilon_{сум} = \bar{\alpha}_{сум} / \bar{\alpha}$, де $\bar{\alpha}_{сум}$ - **коефіцієнт тепловіддачі для пароповітряної суміші**, $\bar{\alpha}$ - коефіцієнт тепловіддачі для чистої пари.

Як видно з рис. 4. 9 наявність домішки повітря в парі різко погіршує тепловіддачу. Вплив домішки є тим сильнішим, чим менша швидкість руху парогазової суміші w_n . За великої швидкості парогазової суміші молекули газу зносяться набігаючим потоком і не встигають накопичуватись біля плівки конденсату.

Приклад 4. 15. Визначити середній коефіцієнт тепловіддачі та тепловий потік від практично нерухомої ($w_n = 0$) насиченої водяної пари, яка конденсується на поверхні шахового пучка горизонтальних труб діаметром $d_3 \times \delta = 25 \times 2$ мм за абсолютного тиску $p_n = 101.3 + 79.5 = 180,8$ кПа в присутності $\bar{y}_{нов} = 2\%$ (мас.) повітря, якщо кількість труб у вертикальному ряду $m = 6$, загальна кількість труб $n = 18$, довжина труб $l = 0.56$ м, середня температура стінки труби $\bar{t}_F = 105$ °С.

Розв'язування.

Температура конденсації (насичення) водяної пари за $p_n = 1.808 \cdot 10^5$ Па (дод.11)

$$t_{конд} = t_n = 116.8 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Питома теплота конденсації за $t_n = 116.8$ °С (дод. 11)

$$r = 2216 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг}.$$

Середня температура плівки конденсату

$$\bar{t}_{пл} = \frac{t_n + \bar{t}_F}{2} = \frac{116.8 + 105}{2} = 110.9 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Теплофізичні властивості конденсату (води) за $\bar{t}_{пл} = 110.9$ °С (дод. 5):

- коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.6851 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)};$$

- густина

$$\rho = 950.3 \text{ кг/м}^3;$$

- коефіцієнт динамічної в'язкості

$$\mu = 253.8 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}.$$

Різниця температур

$$\Delta t_F = t_n - \bar{t}_F = 116.8 - 105.0 = 11.8 \text{ }^\circ\text{C} = 11.8 \text{ K}.$$

Коефіцієнт, який залежить від кількості труб у вертикальному ряду та схеми розташування труб в пучку, визначаємо за формулою (4. 41):

$$\varepsilon_m = 1.21 \cdot m^{-0.25} = 1.21 \cdot 6^{-0.25} = 0.773.$$

Середній коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації чистої водяної пари на пучку горизонтальних труб визначаємо за формулами (4. 39) і (4. 40):

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= 1.28 \cdot \varepsilon_m \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \cdot \rho^2 \cdot r}{d_3 \cdot \mu \cdot \Delta t_F}} = 1.28 \cdot 0.773 \cdot \sqrt[4]{\frac{0.6851^3 \cdot 950.3^2 \cdot 2216 \cdot 10^3}{0.025 \cdot 253.8 \cdot 10^{-6} \cdot 11.8}} = \\ &= 12325 \cdot 0.773 = 9527 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K)}. \end{aligned}$$

Коефіцієнт, який враховує присутність повітря під час конденсації водяної пари, визначаємо за рис. 4. 9 залежно від $\bar{y}_{нов} = 2\%$ для $w_n = 0$:

$$\varepsilon_{сум} = 0.3.$$

Тоді середній коефіцієнт тепловіддачі під час конденсації водяної пари в присутності повітря на пучку горизонтальних труб становить:

$$\bar{\alpha}_{сум} = \varepsilon_{сум} \cdot \bar{\alpha} = 0.3 \cdot 9527 = 2858 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K)}.$$

Тепловий потік під час конденсації водяної пари в присутності повітря (3. 2) становить:

$$\begin{aligned} Q &= \bar{\alpha}_{сум} \cdot F \cdot (t_n - \bar{t}_F) = \bar{\alpha}_{сум} \cdot n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot \Delta t_F = \\ &= 2858 \cdot 18 \cdot 3.14 \cdot 0.025 \cdot 0.56 \cdot 11.8 = 26685 \text{ Вт}. \end{aligned}$$

4.4. ЧИСЛОВІ ЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОВІДДАЧІ

Для виявлення порядку величини $\bar{\alpha}$ в деяких поширених процесах тепловіддачі нижче наводяться орієнтовні межі значень коефіцієнта тепловіддачі в промислових теплообмінних пристроях:

$$\bar{\alpha}, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{K)}$$

Під час нагрівання і охолодження

повітря	1	... 60
перегрітої пари	20	... 120
олив	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

ПРОМЕНЕВИЙ ТЕПЛООБМІН

5.1. ОПИСАННЯ ПРОЦЕСУ І ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ

Теплове випромінювання є результатом перетворення внутрішньої енергії тіл в енергію електромагнітних коливань і навпаки. 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 $\nu = c/\lambda$.

Всі види електромагнітного випромінювання мають однакову природу, тому класифікація випромінювання за довжинами хвиль залежно від створеного ними ефекту має умовний характер. За температур, 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_{np} , випромінюваний на всіх довжинах хвиль з одиниці поверхні тіла у всіх напрямках, називається **поверхневою густиною потоку інтегрального випромінювання E** , яка дорівнює

$$E = \frac{Q_{np}}{F} = \frac{Q_{\tau}^{np}}{F \cdot \tau}, \text{ Вт/м}^2, \quad (5.1)$$

де Q_{τ}^{np} - енергія, яка випромінюється тілом, Дж.

Випромінювальна здатність E визначається природою даного тіла і його температурою. Це - **власне випромінювання тіла**. Тверді тіла переважно володіють **суцільним спектром випромінювання**: вони здатні випромінювати хвилі всіх довжин за будь-якої температури ($T > 0$ К). Однак інтенсивність теплового випромінювання зростає з підвищенням температури тіла, і за високих температур (наближено за $t \geq 600$ °С) променевий теплообмін (між твердими тілами і газами) набуває домінуючого значення.

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_{nad} , яке падає на тіло (рис. 5. 1), поглинається (E_A), частина відбивається (E_R) (причому кут падіння дорівнює куту відбивання) і частина проходить крізь нього (E_D). Отже,

$$E_A + E_R + E_D = E_{nad}. \quad (5. 2)$$

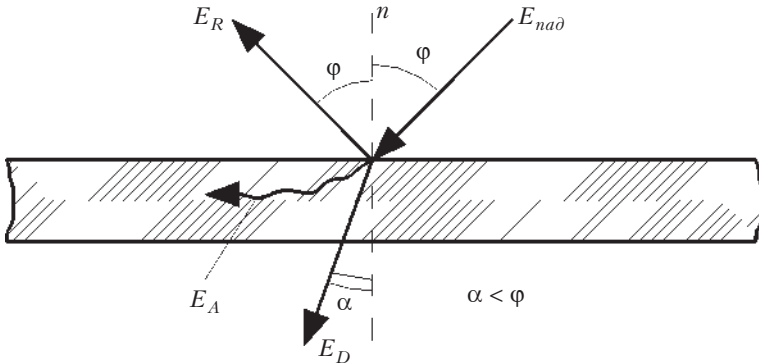


Рис. 5. 1. Розподілення енергії випромінювання, яке падає на тіло

Це рівняння теплового балансу можна записати в безрозмірній формі:

$$A + R + D = 1. \quad (5. 3)$$

Величина $A = E_A/E_{nad}$ називається **коефіцієнтом поглинання**, $R = E_R/E_{nad}$ - **коефіцієнтом відбивання**, $D = E_D/E_{nad}$ - **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 коефіцієнт $0 < A < 1$ 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, $A = 0$, $R = 0$. Здебільшого тверді тіла належать до непрозорих тіл, проте майже всі гази, за винятком деяких багатоатомних газів, є прозорими, або діатермічними.

Якщо поверхня поглинає теплові промені, але не поглинає світлові, вона не видається чорною. Більше цього, наш зір може сприймати таку поверхню як білу ($R = 1$), наприклад, сніг, для якого $A = 0.98$ для

теплових променів. Скло, прозоре у видимій частині спектра ($D \cong 1$), майже непрозоре для теплових променів ($A = 0.94$).

Тверді і рідкі тіла переважно випромінюють енергію всіх довжин хвиль в інтервалі від 0 до ∞ , тобто мають суцільний спектр випромінювання (хоча найбільша кількість енергії випромінюється в межах довжин хвиль від 0.8 до 80 мкм). Чисті (неокислені) метали і гази характеризуються **вибірковим, селективним випромінюванням**, тобто випромінюють енергію тільки певних довжин хвиль.

Здебільшого тверді і рідкі тіла завершують поглинання теплових променів в тонкому поверхневому шарі, тобто поглинання не залежить від товщини тіла. Для цих тіл теплове випромінювання розглядається як поверхнєве 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**:

$$E_{\text{ef}} = E + R \cdot E_{\text{над}}. \quad (5.4)$$

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

5.2. ОСНОВНІ ЗАКОНИ ПРОМЕНЕВОГО ТЕПЛООБМІНУ

5.2.1. Закон Планка. Встановлює розподілення інтенсивності випромінювання абсолютно чорного тіла на різних ділянках спектра довжини хвиль λ від температури тіла T . Виділимо ділянку $d\lambda$ навколо точки λ_i спектра (рис. 5. 2). В цьому інтервалі довжин хвиль випромінюється енергія dE_{0i} . Величина

$$I_{0\lambda_i} = dE_{0i}/d\lambda, \quad \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{м}), \quad \text{Вт}/\text{м}^3, \quad (5.5)$$

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

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

$$I_{\lambda_i} = dE_i/d\lambda, \quad \text{Вт}/\text{м}^3. \quad (5.6)$$

Зв'язок спектральної густини потоку випромінювання абсолютно чорного тіла $I_{0\lambda}$ (надалі всі характеристики абсолютно чорного тіла записуватимемо з індексом “нуль”) з довжиною хвилі випромінювання

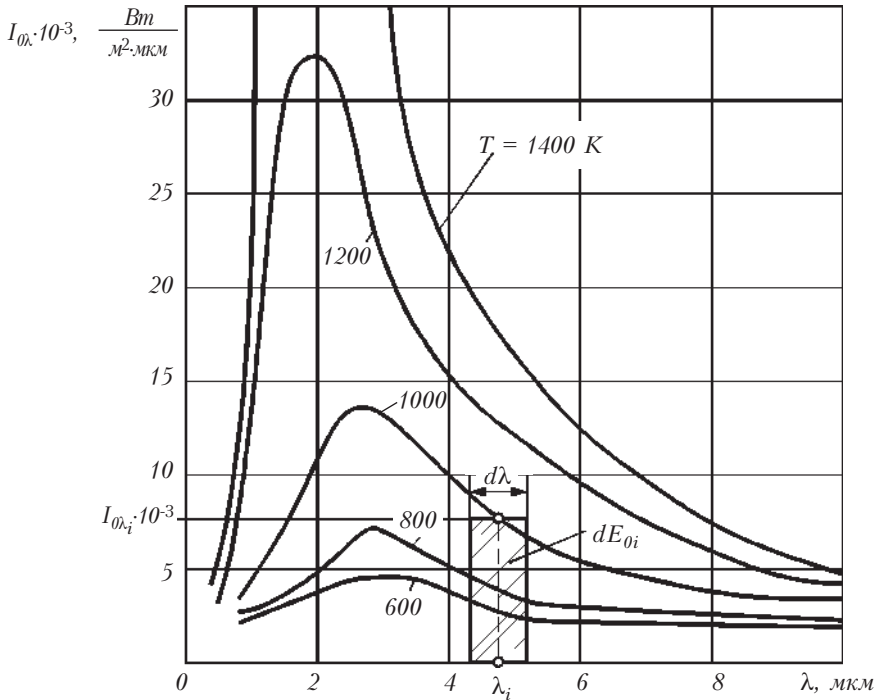


Рис. 5. 2. Спектральна густина потоку випромінювання для абсолютно чорного тіла як функція довжини хвилі за різних температур

λ і абсолютною температурою тіла T встановив у 1900 р. М. Планк:

$$I_{0\lambda} = \frac{c_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1}, \quad \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{м}}, \quad (5. 7)$$

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. 5. 2.

5.2.2. Закон Віна. З рис. 5. 2 і виразу (5. 7) видно, що спектральна густина потоку випромінювання $I_{0\lambda}$ зростає від нуля за $\lambda = 0$ до максимуму за певної довжини хвилі λ_m і знову прямує до нуля за $\lambda \rightarrow \infty$.

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

$$T \cdot \lambda_m = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}. \quad (5. 8)$$

З виразу (5. 8) $\lambda_m = 2.898 \cdot 10^{-3} / T$ (закон Віна легко отримати, досліджуючи на екстремум функцію (5. 7)), звідси виходить, що зі зростанням температури максимум випромінювання зміщується в бік коротких

хвиль. Так, під час випромінювання з поверхні Сонця ($T \approx 5500$ К) максимум припадає на видиму частину спектра ($\lambda_m \approx 0.5$ мкм), а під час випромінювання електронагрівника ($T \approx 1100$ К) $\lambda_m \approx 2.6$ мкм, причому енергія видимого (світлового) випромінювання незначна порівняно з енергією теплового (інфрачервоного) випромінювання.

5.2.3. Закон Стефана-Больцмана. На рис. 5. 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 проміжку довжин хвиль $d\lambda$ для хвилі λ_i .

Поверхнева густина потоку інтегрального випромінювання абсолютного чорного тіла E_0 визначається підсумовуванням dE_{0i} на всіх довжинах хвиль, тобто площею під кривою для певної температури тіла T (рис 5. 2):

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I_{0\lambda} d\lambda \quad (5. 9)$$

Підставивши сюди значення $I_{0\lambda}$ з формули (5. 7) і провівши інтегрування, отримаємо вираз:

$$E_0 = \sigma_0 \cdot T^4, \quad (5. 10)$$

де $\sigma_0 = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) - **стала Стефана-Больцмана**.

Формулу (5. 10) отримав дослідним методом у 1879 р. Й. Стефан і теоретично обґрунтував у 1884 р. Л. Больцман.

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

$$E_0 = c_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (5. 11)$$

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 за тієї самої температури. 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 за тієї самої температури називається **відносний коефіцієнт теплового випромінювання, або ступінь чорноти сірого тіла**:

$$\varepsilon = E/E_0. \quad (5. 12)$$

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

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = \varepsilon \cdot c_0 \cdot (T/100)^4 = c \cdot (T/100)^4, \quad (5.13)$$

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

Відносний коефіцієнт теплового випромінювання ε змінюється для різних тіл від нуля до одиниці залежно від матеріалу, стану поверхні, температури.

5.2.4. Закон Кірхгофа. 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. 5. 3) - паралельні, відстань між ними дуже мала і зайнята прозорим середовищем, площа кожної поверхні становить, наприклад, 1 м². Якщо зважити на малу відстань між ними, то практично все випромінювання кожної з розгляданих поверхонь потрапляє на протилежну. Сіре і чорне тіла мають, відповідно, температури T і T_0 ,

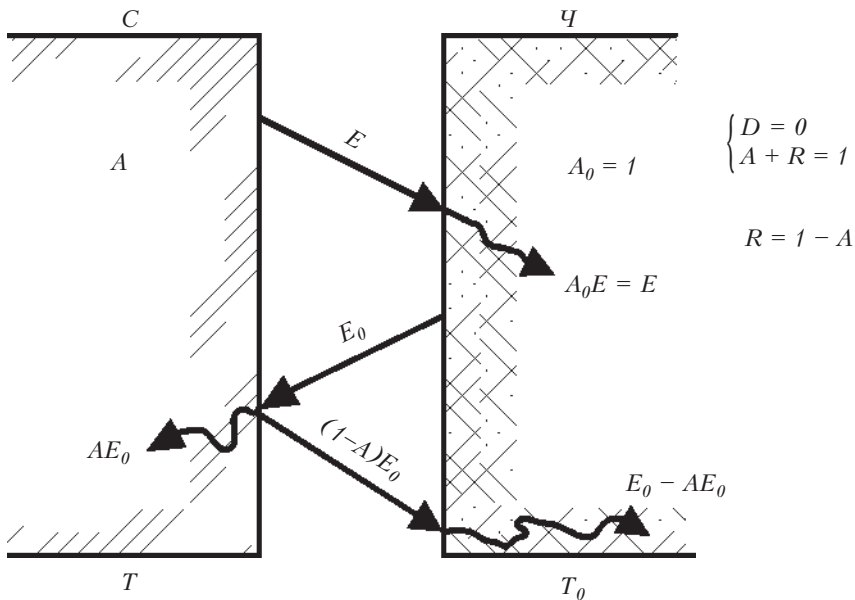


Рис. 5. 3. Взаємний обмін енергією між сірим (C) і чорним (Ч) тілами.
Енергія поглинання тілами зображена хвилястими стрілками

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

Чорна поверхня $Ч$ випромінює на сіру поверхню $С$ енергію E_0 . Частина цієї енергії, яка дорівнює $A \cdot E_0$, поглинається поверхнею сірого тіла $С$, а інша частина $E_0 - A \cdot E_0$ відбивається на чорну поверхню $Ч$, де повністю поглинається. Запишемо баланс теплоти для сірого тіла: прийнята ним енергія дорівнює $A \cdot E_0$, а віддана E . Тоді густина результуючого потоку теплоти від сірого тіла дорівнюватиме:

$$q = E - A \cdot E_0. \quad (5.14)$$

За $T = T_0$ система тіл знаходиться в термодинамічній рівновазі. Для неї $q = 0$. Тоді з виразу (5.14) $E = A \cdot E_0$, а

$$E/E_0 = A. \quad (5.15)$$

Порівнюючи вирази (5.15) і (5.12), робимо висновок, що

$$\epsilon = A, \quad (5.16)$$

тобто *відносний коефіцієнт теплового випромінювання (ступінь чорноти) будь-якого тіла в стані термодинамічної рівноваги дорівнює його коефіцієнтові поглинання за тієї самої температури.*

Вираз (5.15) можна записати також у вигляді $E/A = E_0$:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = \frac{E_n}{A_n} = \frac{E_0}{A_0} = E_0 = f(T). \quad (5.17)$$

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 за тієї самої температури.* 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.

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

$$\frac{I_{\lambda 1}}{A_{\lambda 1}} = \frac{I_{\lambda 2}}{A_{\lambda 2}} = \dots = \frac{I_{\lambda n}}{A_{\lambda n}} = \frac{I_{0\lambda}}{A_{0\lambda}} = I_{0\lambda}. \quad (5.18)$$

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

Для монохроматичного випромінювання вираз (5. 16) записується як

$$\epsilon_{\lambda} = A_{\lambda}, \quad (5. 19)$$

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

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

$$A_{\lambda} = f(\lambda). \quad (5. 20)$$

Ці тіла називаються **кольоровими**. Наприклад, поверхня, пофарбована цинковими білилами, добре поглинає довгохвильове випромінювання (рис. 5. 4) і погано короткохвильове (за $\lambda < 3$ мкм). Якщо на цю поверхню падає випромінювання від абсолютно чорного тіла, то зі збільшенням його температури відповідно до закону Віна щораз більша кількість падаючої енергії належатиме до короткохвильової ділянки. А в цій ділянці спектра білила поглинають погано (рис. 5. 4). Внаслідок **інтегральний коефіцієнт поглинання A** (враховує поглинання на всіх довжинах хвиль) зменшуватиметься з ростом температури випромінника.

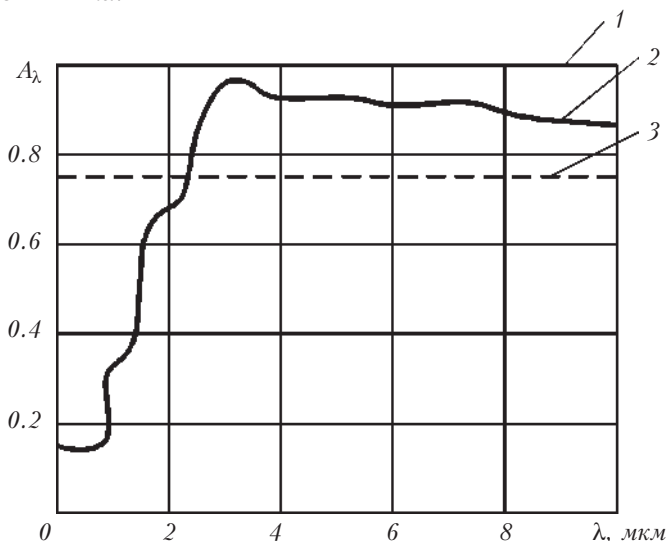


Рис. 5. 4. Залежність коефіцієнта поглинання A_{λ} від довжини хвилі λ падаючого випромінювання:

1 - для абсолютно чорного тіла; 2 - для поверхні дерева, пофарбованої цинковими білилами;
3 - для сірого тіла

Коефіцієнт поглинання сірого тіла не залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання, отже він не змінюється і за зміни температури випромінника, тобто для сірого тіла закон Кірхгофа справедливий, якщо навіть випромінник і приймач мають різні температури.

Теплові промені, які падають на шорстку поверхню, багаторазово відбиваються від неї, що призводить 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.

5.2.5. 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 (рис. 5. 5). Й.Г. Ламберт у 1760 р. встановив, що *максимальне випромінювання E_n спостерігається в напрямку нормалі до поверхні*. Кількість енергії E_φ , яка випромінюється під кутом φ до нормалі, пропорційна косинусу кута φ :

$$E_\varphi = E_n \cdot \cos \varphi. \quad (5. 21)$$

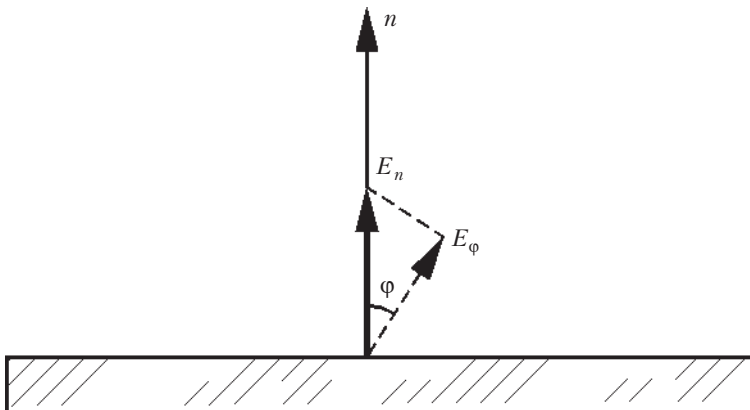


Рис. 5. 5. До закону Ламберта

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

5.3. ТЕПЛОБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ СИСТЕМИ ТІЛ З ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНИМИ ПОВЕРХНЯМИ В ПРОЗОРОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Розглянемо теплообмін між двома одиничними (по 1 м^2) плоскопаралельними поверхнями, повернутими одна до одної з невеликим зазором (рис. 5. 6), причому $T_1 > T_2$. В цій системі E_1 - енергія власного випромінювання першого тіла на друге, E_2 - другого на перше. Прослідкуємо за витратою енергії власного випромінювання першого тіла. Після попадання енергії E_1 на друге тіло частина її $E_1 \cdot A_2$ поглинається другим тілом, частина $E_1 - E_1 \cdot A_2 = E_1 \cdot (1 - A_2)$ відбивається знову на перше тіло, де частка $E_1 \cdot (1 - A_2) \cdot A_1$ відбитого випромінювання поглинається, а частка $E_1 \cdot (1 - A_2) \cdot (1 - A_1)$ відбивається на друге тіло і так до безмежності. Так само можна прослідкувати за витратою енергії E_2 власного випромінювання другого тіла.

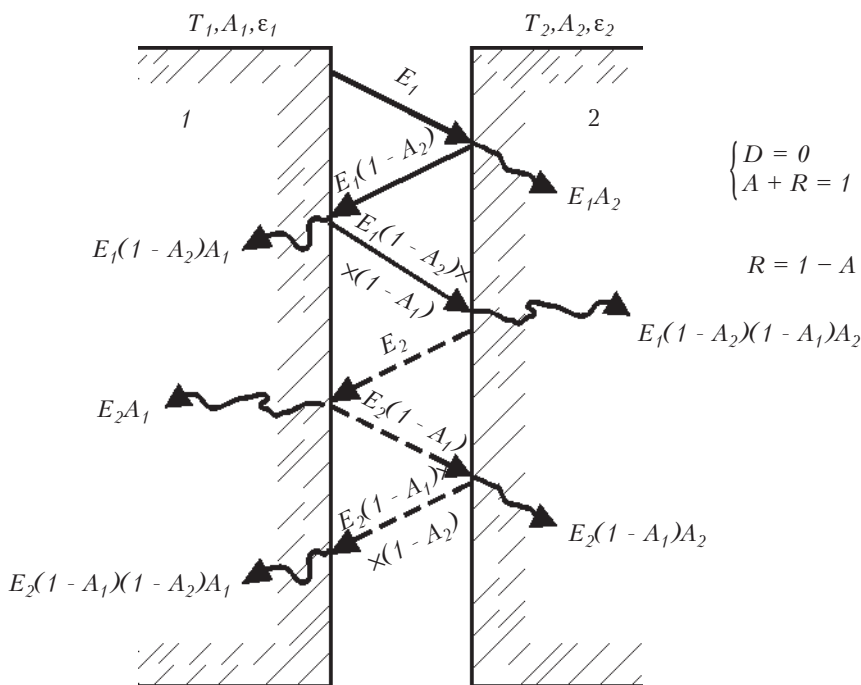


Рис. 5. 6. Схема променевого теплообміну між двома непрозорими тілами

Щоб не підсумовувати безмежну кількість поступово загасаючих потоків енергії, скористаємось поняттям ефективного випромінювання E_{ef} , поданого виразом (5. 4). Для непрозорого тіла за $D = 0$ і $R = 1$ - A вираз (5. 4) запишеться у вигляді:

$$E_{ef} = E + (1 - A) \cdot E_{nad}. \quad (5. 22)$$

Кожне з розгляданих тіл має ефективне (повне) випромінювання відповідно E_{ef1} і E_{ef2} . Для першого тіла E_{ef2} є падаючим випромінюванням, тому

$$E_{ef1} = E_1 + E_{ef2} \cdot (1 - A_1). \quad (5. 23)$$

Величина $E_{ef2} \cdot (1 - A_1)$ автоматично враховує безмежну суму відбитих першим тілом потоків. Аналогічно для другого тіла:

$$E_{ef2} = E_2 + E_{ef1} \cdot (1 - A_2). \quad (5. 24)$$

Густина результуючого теплового потоку від першого тіла на друге становить:

$$q_{1-2} = E_{ef1} - E_{ef2}. \quad (5. 25)$$

Підставляючи отримані зі спільного розв'язку рівнянь (5. 23) і (5. 24) вирази E_{ef1} і E_{ef2} в (5. 25), отримаємо:

$$q_{1-2} = \frac{A_2 \cdot A_1 - A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2} \quad (5. 26)$$

Замінімо величини E_1 і E_2 за формулою (5. 13). Тоді

$$q_{1-2} = \frac{A_2 \cdot \varepsilon_1 \cdot c_0 \cdot (T_1/100)^4 - A_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot c_0 \cdot (T_2/100)^4}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2}. \quad (5. 27)$$

Вважатимемо, що відносні коефіцієнти теплового випромінювання (ступені чорноти) обох поверхонь не змінюються помітно в діапазоні температур від T_1 до T_2 . Отож, за законом Кірхгофа $A_1 = \varepsilon_1$ і $A_2 = \varepsilon_2$. Замінюючи A на ε і виносячи $\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot c_0$, отримаємо:

$$q_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (5. 28)$$

Величина

$$\frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \varepsilon_{np} \quad (5. 29)$$

називається **приведеним відносним коефіцієнтом теплового випромінювання системи тіл**. З врахуванням ϵ_{np} і виразу (5. 28) формула для повного теплового потоку набирає вигляду:

$$Q_{1-2} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (5. 30)$$

де F - площа теплообмінної поверхні, однакова в нашому випадку для обох тіл ($F_1 = F_2$).

З (5. 29) видно, що ϵ_{np} змінюється від нуля до одиниці, залишаючись завжди меншим від ϵ_1 , і ϵ_2 .

Відповідно до формули (5. 30) *повний потік теплоти, який переноситься випромінюванням від гарячого тіла холодному, пропорційний поверхні тіла, приведеному відносному коефіцієнтові теплового випромінювання і різниці четвертих степенів абсолютних температур тіл*.

5.4. ПРОМЕНЕВИЙ ТЕПЛОБМІН МІЖ ТІЛАМИ В ЗАМКНУТОМУ ПРОСТОРІ

На практиці часто спостерігається, що одна теплообмінна поверхня знаходиться всередині другої з великим зазором (рис. 5. 7). На відміну від теплообміну між близько розташованими поверхнями однакового розміру тут лише частина випромінювання поверхні F_2 попадає на F_1 . Решта енергії сприймається самою поверхнею F_2 . Кількість випромінюваної внутрішнім тілом зовнішньому тілу теплоти можна також визначити за формулою (5. 30), якщо замість F підставити поверхню меншого тіла F_1 , а приведений відносний коефіцієнт теплової системи визначити за формулою:

$$\epsilon_{np} = \epsilon_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)}. \quad (5. 31)$$

Якщо площа F_2 дуже велика порівняно з площею F_1 , тобто відношення F_1/F_2 близьке до нуля, то приведений відносний коефіцієнт випромінювання $\epsilon_{np} = \epsilon_1$.

Приклад 5. 1. Розрахувати тепловий потік випромінюванням від сталевій окисленої труби зовнішнім діаметром $d_3 = 0.1$ м, довжиною $l = 10$ м, яка використовується для опалення гаража з температурою стін $t_2 = 15$ °С. Температура стінки труби $t_1 =$

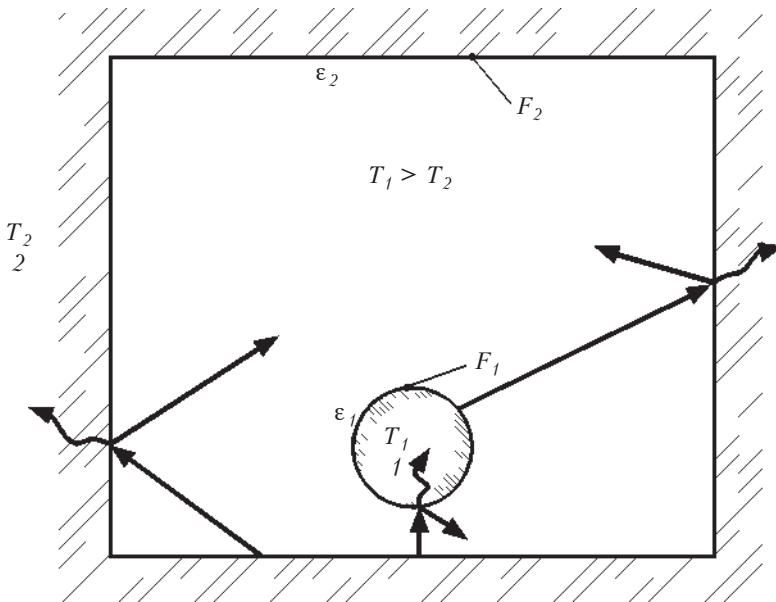


Рис. 5. 7. Схема променевого теплообміну між тілами в замкнутому просторі

= 85°C. Розміри гаража: довжина $L = 12$ м, ширина $B = 6$ м, висота $H = 4$ м.

Розв'язування.

Площа зовнішньої поверхні труби

$$F_1 = \pi \cdot d_3 \cdot l = 3.14 \cdot 0.1 \cdot 10 = 3.14 \text{ м}^2.$$

Загальна площа стін гаража

$$F_2 = 2 \cdot (L \cdot H + B \cdot H + L \cdot B) = 2 \cdot (12 \cdot 4 + 6 \cdot 4 + 12 \cdot 6) = 288 \text{ м}^2.$$

Приведений ступінь чорноти в даному випадку визначають за формулою (5. 31):

$$\epsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)},$$

але тому, що площа F_2 значно більша, ніж площа F_1 ($F_1/F_2 = 3.14/288 = 0.011$), то приведений ступінь чорноти $\epsilon_{np} \approx \epsilon_1$.

Для окисленої сталі $\epsilon_1 = 0.85$ (дод. 13).

Підраховуємо відповідні абсолютні температури:

$$T_1 = 273 + t_1 = 273 + 85 = 358 \text{ К};$$

$$T_2 = 273 + t_2 = 273 + 15 = 288 \text{ К}.$$

Визначаємо остаточно тепловий потік випромінюванням (5. 30):

$$Q_{np} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = 0.85 \cdot 5.67 \cdot 3.14 \cdot \left[\left(\frac{358}{100} \right)^4 - \left(\frac{288}{100} \right)^4 \right] = 1445 \text{ Вт},$$

де $c_0 = 5.67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ - коефіцієнт теплового випромінювання абсолютно чорного тіла.

Приклад 5. 2. Визначити тепловий потік випромінюванням від внутрішніх стінок (умовно внутрішнього повітря) до внутрішньої поверхні зовнішньої потинькованої стінки приміщення. Розміри стінки: $H = 3.3 \text{ м}$, $B = 4.0 \text{ м}$. Розміри приміщення: висота $H = 3.3 \text{ м}$, довжина $L = 6.0 \text{ м}$, ширина $B = 4.0 \text{ м}$. Температура внутрішньої поверхні зовнішньої стінки $t_2 = 12^\circ \text{C}$, внутрішнього повітря (наближено дорівнює температурі поверхні внутрішніх стінок в приміщенні) - $t_1 = 18^\circ \text{C}$.

Розв'язування.

Площа поверхні зовнішньої стінки

$$F_2 = B \cdot H = 4.0 \cdot 3.3 = 13.2 \text{ м}^2.$$

Загальна площа поверхні внутрішніх стінок в приміщенні

$$F_1 = H \cdot B + 2 \cdot (H \cdot L + B \cdot L) = 3.3 \cdot 4.0 + 2 \cdot (3.3 \cdot 6.0 + 4.0 \cdot 6.0) = 100.8 \text{ м}^2.$$

Приведений ступінь чорноти в даному випадку визначають за формулою:

$$\epsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_2} + \frac{F_2}{F_1} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_1} - 1 \right)},$$

але тому, що площа F_1 значно більша, ніж площа F_2 ($F_2/F_1 = 13.2/100.8 = 0.13$), то приведений ступінь чорноти $\epsilon_{np} \approx \epsilon_2$.

Для тиньку $\epsilon_2 = 0.93$ (дод. 13).

Підраховуємо відповідні абсолютні температури:

$$T_1 = 273 + t_1 = 273 + 18 = 291 \text{ К};$$

$$T_2 = 273 + t_2 = 273 + 12 = 285 \text{ К}.$$

Визначаємо остаточно тепловий потік випромінюванням (5. 30):

$$Q_{np} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot F_2 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = 0.93 \cdot 5.67 \cdot 13.2 \cdot \left[\left(\frac{291}{100} \right)^4 - \left(\frac{285}{100} \right)^4 \right] = 399 \text{ Вт},$$

де $c_0 = 5.67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ - коефіцієнт теплового випромінювання абсолютно чорного тіла.

Приклад 5. 3. Визначити тепловий потік випромінюванням від зовнішньої поверхні зовнішньої потинькованої стінки приміщення до зовнішнього повітря. Розміри стінки: $H = 3.3 \text{ м}$, $B = 4.0 \text{ м}$. Температура зовнішньої поверхні зовнішньої стінки $t_1 = -16.8^\circ \text{C}$, зовнішнього повітря - $t_2 = -19^\circ \text{C}$.

Розв'язування.

Тому що в даному випадку площа F_2 значно більша, ніж площа F_1 , то приведений ступінь чорноти $\epsilon_{np} \approx \epsilon_1$.

Для тиньку $\epsilon_1 = 0.93$ (дод. 13).

Площа поверхні зовнішньої стінки:

$$F_1 = H \cdot B = 3.3 \cdot 4.0 = 13.2 \text{ м}^2.$$

Підраховуємо відповідні абсолютні температури:

$$T_1 = 273 + t_1 = 273 - 16.8 = 256.2 \text{ К};$$

$$T_2 = 273 + t_2 = 273 - 19 = 254 \text{ К}.$$

Визначаємо остаточно тепловий потік випромінюванням (5. 30):

$$Q_{np} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = 0.93 \cdot 5.67 \cdot 13.2 \cdot \left[\left(\frac{256.2}{100} \right)^4 - \left(\frac{254}{100} \right)^4 \right] = 102 \text{ Вт}.$$

де $c_0 = 5.67 \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ - коефіцієнт теплового випромінювання абсолютно чорного тіла.

5.5. ПРОМЕНЕВИЙ ТЕПЛОБМІН МІЖ ДВОМА ПОВЕРХНЯМИ, ЯКІ ДОВІЛЬНО РОЗТАШОВАНІ В ПРОСТОРІ. КОЕФІЦІЄНТ ОПРОМІНЕННЯ ТІЛА, АБО КУТОВИЙ КОЕФІЦІЄНТ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Щодо теплообміну загалом, то кожне з тіл випромінює в бік іншого лише частину своєї енергії випромінювання, решта розсіюється в просторі або попадає на інші тіла. Тоді в розрахункову формулу (5. 30) вводиться поправний коефіцієнт, що називається **коефіцієнтом опромінення тіла** ϕ_{1-2} , який враховує частку випромінювання першого тіла, що сприймається другим тілом.

Отже, теплообмін між двома довільно розташованими тілами можна розрахувати за формулою:

$$Q_{1-2} = \phi_{1-2} \cdot \epsilon_{1-2} \cdot c_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (5. 32)$$

Коефіцієнт опромінення називають також **кутовим коефіцієнтом випромінювання**. Це суто геометричний фактор, який залежить тільки від форми, розмірів тіл і їх взаємного розташування. Розрізняють коефіцієнт опромінення першим тілом другого ϕ_{1-2} і коефіцієнт опромінення другим тілом першого ϕ_{2-1} . При цьому $\phi_{1-2} \cdot F_1 = \phi_{2-1} \cdot F_2$. Коефіцієнт опромінення визначається аналітично або експериментально. Здебільшого для часткових випадків, які зустрічаються в техніці, значення коефіцієнтів опромінення або відповідні формули для їх розрахунку наводяться в довідниках. Якщо все випромінювання одного тіла попадає на інше (наприклад, як на рис. 5. 6), то $\phi_{1-2} = 1$.

В наближених розрахунках променевого теплообміну між двома довільно розташованими тілами величину ϵ_{np} допускається розраховувати за формулою:

$$\epsilon_{np} = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2. \quad (5.33)$$

За ϵ_1 і $\epsilon_2 \geq 0.8$ помилка таких розрахунків знаходиться в межах 0...20% за зміни відношення F_1/F_2 від 1 до 0. Помилка зростає зі зменшенням ϵ_1 або ϵ_2 .

5.6. ВИКОРИСТАННЯ ЕКРАНІВ ДЛЯ ЗАХИСТУ ВІД ВИПРОМІНЮВАННЯ

З метою ослаблення променевого теплообміну між тілами або організації 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 переноситься менш нагрітій поверхні випромінюванням.

Розглянемо систему тіл, яка аналогічна зображених на рис. 5. 6. Встановимо між ними екран (рис. 5. 8). Кращий захист другого тіла від випромінювання першого забезпечить, звичайно, абсолютно білий екран, який повністю відбиває все випромінювання, яке падає на нього. Реально можна зробити екран з полірованих металевих пластин, які мають ступінь чорноти $\epsilon_e = 0.05...0.15$. В цьому випадку частина енергії, яка випромінюється першим тілом, поглинатиметься екраном, а решта - відбиватиметься. В стаціонарному режимі вся поглинута екраном енергія випромінюватиметься ним на друге тіло, внаслідок цього переноситиметься теплота випромінюванням від першого тіла через екран на друге. Оцінимо значення екрана, вилучивши з розгляду конвекцію і теплопровідність. Прийнемо, що $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_e$ і $T_1 > T_2$. Термічний опір тонкостінного екрана практично дорівнює нулеві, так що обидві його поверхні мають однакові температури T_e .

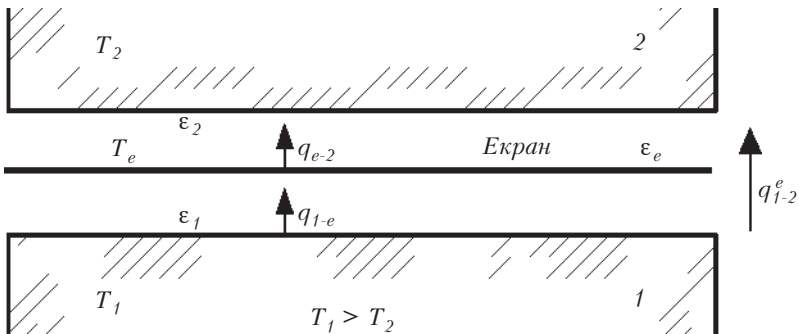


Рис. 5. 8. Променевий теплообмін між двома поверхнями через екран

Приведені відносні коефіцієнти теплового випромінювання систем перше тіло - екран та екран - друге тіло відповідно до (5. 29) однакові і становлять:

$$\epsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon} + \frac{1}{\epsilon} - 1} = \frac{\epsilon}{2 - \epsilon}. \quad (5. 34)$$

Від гарячої пластини екранові теплота переноситься в кількості:

$$q_{1-e} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_e}{100} \right)^4 \right], \quad (5. 35)$$

а від екрана до холодної поверхні - в кількості:

$$q_{e-2} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_e}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (5. 36)$$

В стаціонарному режимі $q_{1-e} = q_{e-2}$, тобто

$$\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_e}{100} \right)^4 = \left(\frac{T_e}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4. \quad (5. 37)$$

Звідси

$$\left(\frac{T_e}{100} \right)^4 = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (5. 38)$$

Підставляючи цей вираз в (5. 35) або (5. 36), отримаємо:

$$q_{1-e} = q_{e-2} = q_{1-2}^e = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (5. 39)$$

Це і є тепловий потік q_{1-2}^e , який переноситься від першої пластини до другої за наявності екрана.

Без екрана

$$q_{1-2} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (5. 40)$$

$$\text{де } \epsilon_{np} = \frac{\epsilon}{2 - \epsilon}.$$

Порівнюючи вирази (5. 39) і (5. 40), отримаємо: $q_{1-2}^e / q_{1-2} = 0.5$, тобто встановлення одного екрана за $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_e$ зменшує потік випромінювання вдвічі.

Можна виявити, що за встановлення n екранів з $\varepsilon_e \neq \varepsilon$ ($\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$):

$$\frac{q_{1-2}^e}{q_{1-2}} = \frac{1}{1 + n \cdot \frac{\varepsilon \cdot (2 - \varepsilon_e)}{\varepsilon_e \cdot (2 - \varepsilon)}}. \quad (5. 41)$$

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 наближено в 13.7 разів. За наявності трьох таких екранів променевий теплообмін знижується наближено в 39 разів. На цьому ґрунтується конструювання спеціальної ізоляції, яка містить безліч полірованих металевих пластин або фольги з зазорами і яка широко застосовується останнім часом. Для вилучення конвекції і теплопровідності з зазорів часто відсмоктується повітря. Така ізоляція називається **вакуумно-багатопшаровою**.

5.7. ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАЗІВ

Різні гази володіють різною здатністю випромінювати і поглинати енергію. Одно- (He, Ar тощо) і двоатомні (H_2 , O_2 , N_2 тощо) гази з симетричними молекулами практично прозорі для теплових променів, тобто є діатермічними. Певною здатністю випромінювати і поглинати енергію випромінювання володіють багатоатомні гази: діоксид вуглецю CO_2 і сірки SO_2 , водяна пара H_2O , аміак NH_3 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. 5. 1, в якій наведені основні смуги поглинання CO_2 і H_2O , видно, що в світловій частині спектра CO_2 і пара H_2O не випромінюють і не поглинають. В короткохвильовій частині спектра гази поглинають і випромінюють гірше, ніж в довгохвильовій.

Таблиця 5. 1

Основні смуги поглинання CO₂ і H₂O

CO ₂		H ₂ O	
λ, мкм	Δλ, мкм	λ, мкм	Δλ, мкм
2.4 ... 3.0	0.6	2.2 ... 3.0	0.8
4.0 ... 4.8	0.8	4.8 ... 8.5	3.7
12.5 ... 16.5	4.0	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 за збільшення 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_r , і чим більша товщина шару l , тим більше молекул бере участь у випромінюванні і тим вища його випромінювальна здатність і коефіцієнт поглинання. Величина l тут є одночасно і довжиною променя, який пронизує газовий об’єм. Тому відносний коефіцієнт теплового випромінювання ϵ_r газів звичайно наводять в довідковій літературі як залежність від температури t_r газів за різного значення добутку $p_r \cdot l$, тобто

$$\epsilon_r = f(t_r, p_r \cdot l). \quad (5. 42)$$

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

$$\epsilon_r = \epsilon_{\text{CO}_2} + \beta \cdot \epsilon_{\text{H}_2\text{O}}, \quad (5. 43)$$

де β - поправний коефіцієнт, який враховує значення парціального тиску пари води $p_{\text{H}_2\text{O}}$ за різних значень добутку $p_{\text{H}_2\text{O}} \cdot l$ 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

$$l = 3.6 \cdot V / F_{cm}, \quad (5.44)$$

де V - об'єм камери; F_{cm} - площа поверхні стінок, які обмежують цей об'єм.

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

$$q_{г-см} = \epsilon_{np} \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_r}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right], \quad (5.45)$$

де

$$\epsilon_{np} = \frac{\epsilon_r \cdot \epsilon_{cm}}{\epsilon_{cm} + \epsilon_r \cdot (1 - \epsilon_{cm})}; \quad (5.46)$$

ϵ_{cm} - відносний коефіцієнт теплового випромінювання стінки.

Розділ шостий

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

6.1. СКЛАДНИЙ ТЕПЛОБМІН ЯК СУКУПНА ОДНОЧАСНА ДІЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ, КОНВЕКЦІЇ І ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розподілення теплоперенесення на теплопровідність, конвекцію і теплове випромінювання зручне для вивчення цих процесів. На практиці часто зустрічається **складний теплообмін**, під час якого теплота переноситься 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 контактіві поверхні з газами, які її омивають, і та сама поверхня випромінює і поглинає енергію, обмінюючись потоками випромінювання з газом і навколишніми предметами. Подібні процеси перенесення теплоти називають **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_{np} , яку віддає навколишньому середовищу тепловим випромінюванням стінка (або стінці навколишнє середовище), загалом визначається рівнянням (5. 32). Приймаючи, що $\phi_{1-2} = 1$, і враховуючи, що $\epsilon_{np} = \epsilon_1$ за $F_2 \gg F_1$, отримаємо:

$$Q_{np} = \epsilon_1 \cdot c_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (6. 1)$$

Помноживши і розділивши праву частину рівняння (6. 1) на $t_F - t_r$, приведемо його до вигляду:

$$Q_{np} = \alpha_{np} \cdot F_1 \cdot (t_F - t_r), \quad (6. 2)$$

де α_{np} виражається рівнянням:

$$\alpha_{np} = \frac{\epsilon_1 \cdot c_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{t_F - t_r}, \quad \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}. \quad (6. 3)$$

Величина α_{np} - це **коефіцієнт тепловіддачі випромінюванням**, що показує, яку кількість теплоти, Дж, віддає навколишньому середовищу тепловим випромінюванням стінка поверхнею 1 м^2 за 1 с за різниці температур між стінкою і середовищем 1 К (1°C).

Сумарна віддача стінкою теплоти конвекцією Q_k і тепловим випромінюванням Q_{np} становить:

$$\begin{aligned} Q_c &= Q_k + Q_{np} = \alpha_k \cdot F_1 \cdot (t_F - t_r) + \alpha_{np} \cdot F_1 \cdot (t_F - t_r) = \\ &= (\alpha_k + \alpha_{np}) \cdot F_1 \cdot (t_F - t_r). \end{aligned} \quad (6.4)$$

Позначивши **сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією і випромінюванням**

$$\alpha_k + \alpha_{np} = \alpha_c, \quad (6. 5)$$

отримаємо:

$$Q_c = \alpha_c \cdot F_1 \cdot (t_F - t_r). \quad (6. 6)$$

Інтенсивність складного теплообміну характеризують сумарним

коефіцієнтом тепловіддачі тому, що переважаючим буває конвективне теплоперенесення.

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 $t_T > 1000$ °С, можна вважати, що $\alpha_c = \alpha_{np}$, 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, для розрахунку кількості теплоти, що втрачається зовнішньою поверхнею апаратів, які знаходяться в закритих приміщеннях, в навколишнє середовище, α_c можна визначити за формулою:

$$\alpha_c = 9.74 + 0.07 \cdot (t_F - t_{нов}), \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (6.7)$$

де t_F і $t_{нов}$ - відповідно температура зовнішньої поверхні стінки апарата і навколишнього повітря.

Рівняння (6.7) застосовується для t_F до 150 °С.

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

Приклад 6.1. Розрахувати повний тепловий потік і сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією та випромінюванням від трубопроводу $d_3 = 0.1$ м, $l = 10$ м, $\bar{t}_{cm1} = 85$ °С, використаного для опалення гаража, температура повітря в якому $t_{нов} = 20$ °С, а стін - $\bar{t}_{cm2} = 15$ °С.

Розв'язування.

Конвективний Q_k і променевий Q_{np} теплові потоки для умов даної задачі були визначені в прикладах, відповідно, 4.1 і 5.1.

Сумарний тепловий потік (6.4) становить:

$$Q_c = Q_k + Q_{np} = 1414 + 1445 = 2859 \text{ Вт.}$$

Значення (приклад 4.1) середнього коефіцієнта конвективної тепловіддачі $\bar{\alpha}_k = 6.93$ Вт/(м²·К) і площі трубопроводу $F_1 = 3.14$ м² відомі, а середнього коефіцієнта тепловіддачі випромінюванням дорівнюватиме (6.2):

$$\bar{\alpha}_{np} = \frac{Q_{np}}{F_1 \cdot (\bar{t}_{cm1} - t_{нов})} = \frac{1445}{3.14 \cdot (85 - 20)} = 7.08 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією та випромінюванням (6.5) становить:

$$\bar{\alpha}_c = \bar{\alpha}_k + \bar{\alpha}_{np} = 6.93 + 7.08 = 14.01 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Приклад 6. 2. Визначити повний тепловий потік і сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією та випромінюванням від внутрішнього повітря приміщення з температурою $t_{нов} = 18\text{ }^{\circ}\text{C}$ до внутрішньої поверхні зовнішньої потинькованої стінки з температурою $\bar{t}_{cm2} = 12\text{ }^{\circ}\text{C}$. Розміри стінки: $H = 3.3\text{ м}$, $B = 4.0\text{ м}$.

Розв'язування.

Конвективний Q_k і променевий Q_{np} теплові потоки для умов даної задачі були визначені в прикладах, відповідно, 4. 2 і 5. 2.

Сумарний тепловий потік (6. 4) становить:

$$Q_c = Q_k + Q_{np} = 222 + 399 = 621\text{ Вт.}$$

Значення (приклад 4. 2) середнього коефіцієнта конвективної тепловіддачі $\bar{\alpha}_k = 2.8\text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ і площі стінки $F_2 = 13,2\text{ м}^2$ відомі, а середнього коефіцієнта тепловіддачі випромінюванням дорівнюватиме (6. 2):

$$\bar{\alpha}_{np} = \frac{Q_{np}}{F_2 \cdot (t_{нов} - \bar{t}_{cm2})} = \frac{399}{13.2 \cdot (18 - 12)} = 5.0\text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією та випромінюванням становить (6. 5):

$$\bar{\alpha}_c = \bar{\alpha}_k + \bar{\alpha}_{np} = 2.8 + 5.0 = 7.8\text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Згідно з [36] усереднене значення $\bar{\alpha}_c = 8.7\text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Отже похибка довідкового значення порівняно з розрахунковим становить:

$$\frac{8.7 - 7.8}{7.8} \cdot 100 = 11.5\%$$

і знаходиться в допустимих межах.

Приклад 6. 3. Визначити повний тепловий потік і сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією та випромінюванням від зовнішньої поверхні зовнішньої потинькованої стінки приміщення з температурою $\bar{t}_{cm1} = -16.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ до зовнішнього повітря з температурою $t_{нов} = -19\text{ }^{\circ}\text{C}$. Розміри стінки: $H = 3.3\text{ м}$, $B = 4.0\text{ м}$. Швидкість вітру $w_{нов} = 5.1\text{ м/с}$.

Розв'язування.

Конвективний Q_k і променевий Q_{np} теплові потоки для умов даної задачі були визначені в прикладах, відповідно, 4. 5 і 5. 3.

Сумарний тепловий потік (6. 4) становить:

$$Q_c = Q_k + Q_{np} = 520 + 102 = 622\text{ Вт.}$$

Значення (приклад 4. 5) середнього коефіцієнта конвективної тепловіддачі $\bar{\alpha}_k = 17.9\text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ і площі стінки $F_1 = 13,2\text{ м}^2$ відомі, а середнього коефіцієнта тепловіддачі випромінюванням дорівнюватиме (6. 2):

$$\bar{\alpha}_{np} = \frac{Q_{np}}{F_1 \cdot (\bar{t}_{cm1} - t_{нов})} = \frac{102}{13.2 \cdot (-16.8 - (-19))} = 3.5\text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією та випромінюванням становить (6. 5):

$$\bar{\alpha}_c = \bar{\alpha}_k + \bar{\alpha}_{np} = 17.9 + 3.5 = 21.4 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К}).$$

Згідно з [36] усереднене значення $\bar{\alpha}_c = 23 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Отже похибка довідкового значення порівняно з розрахунковим становить:

$$\frac{23 - 21.4}{21.4} \cdot 100 = 7.5 \%$$

і знаходиться в допустимих межах.

6.2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЗА СТАЛИХ ТЕМПЕРАТУР ТЕПЛОНОСІВ

6.2.1. Теплопередача між двома рідинами (газами) через розділюючу їх плоску стінку. Часто доводиться розраховувати стаціонарний процес перенесення теплоти від одного теплоносія до другого через плоску стінку, яка їх розділяє (рис. 6. 1). Такий процес називається **теплопередачею**. Він об'єднує всі вищезгадані елементарні процеси. Спочатку теплота віддається від гарячого теплоносія до однієї з поверхонь стінки конвективним теплообміном, який може супроводжуватись випромінюванням. Інтенсивність тепловіддачі характеризується коефіцієнтом тепловіддачі α_1 або термічним опором тепловіддачі $R_{\alpha_1} = 1/\alpha_1$. Далі теплота теплопровідністю переноситься від однієї поверхні стінки до другої. Стінка складається з двох шарів з різною теплопровідністю, наприклад, власне стінки товщиною δ_1 , коефіцієнт теплопровідності якої дорівнює λ_1 , і шару теплової ізоляції товщиною δ_2 , що має коефіцієнт теплопровідності λ_2 . Термічний опір теплопровідності стінки $\sum R_\lambda = \sum_{i=1}^2 \frac{\delta_i}{\lambda_i} = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} = \sum \frac{\delta}{\lambda}$. Робоча поверхня стінки F .

І, нарешті, теплота знову конвективним теплообміном, який характеризується коефіцієнтом тепловіддачі α_2 або термічним опором тепловіддачі $R_{\alpha_2} = 1/\alpha_2$, віддається поверхнею стінки холодній рідині.

Для стаціонарного режиму тепловий потік Q у трьох процесах однаковий.

Тепловий потік, який віддається від гарячого середовища до холодної стінки, за рівнянням тепловіддачі Ньютона-Ріхмана становить:

$$Q = \alpha_1 \cdot F \cdot (t_{p1} - t_{cm1}). \quad (6. 8)$$

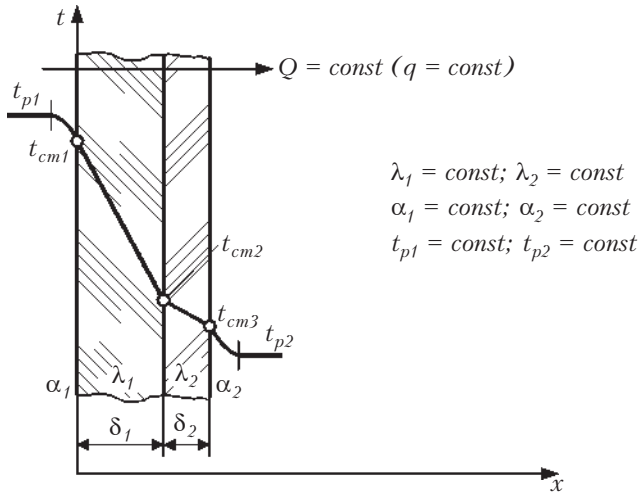


Рис. 6. 1. Розподілення температури під час передачі теплоти між двома теплоносіями через плоску стінку для стаціонарного процесу теплообміну

Тепловий потік, який переноситься теплопровідністю через шари стінки, згідно з рівнянням (2. 32) дорівнює:

$$Q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} \cdot F \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}); \quad (6. 9)$$

$$Q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} \cdot F \cdot (t_{cm2} - t_{cm3}). \quad (6. 10)$$

Тепловий потік, який віддається від нагрітої стінки холодному середовищу, становить:

$$Q = \alpha_2 \cdot F \cdot (t_{cm3} - t_{p2}). \quad (6. 11)$$

Отримані вирази для Q можна подати у вигляді:

$$Q \cdot \frac{1}{\alpha_1} = F \cdot (t_{p1} - t_{cm1}); \quad (6. 12)$$

$$Q \cdot \frac{\delta_1}{\lambda_1} = F \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}); \quad (6. 13)$$

$$Q \cdot \frac{\delta_2}{\lambda_2} = F \cdot (t_{cm2} - t_{cm3}); \quad (6. 14)$$

$$Q \cdot \frac{1}{\alpha_2} = F \cdot (t_{cm3} - t_{p2}). \quad (6. 15)$$

Підсумувавши ліві і праві частини виразів (6. 12)...(6. 15), отримаємо:

$$Q \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2} \right) = F \cdot (t_{p1} - t_{p2}), \quad (6. 16)$$

або

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \cdot F \cdot (t_{p1} - t_{p2}) = K \cdot F \cdot (t_{p1} - t_{p2}) = \\ &= \frac{1}{R_{\alpha_1} + \sum R_{\lambda} + R_{\alpha_2}} \cdot F \cdot (t_{p1} - t_{p2}) = \frac{1}{R_K} \cdot F \cdot (t_{p1} - t_{p2}). \end{aligned} \quad (6. 17)$$

Формула (6. 17) придатна для розрахунку процесу теплопередачі через будь-яку плоску одношарову або багатшарову стінку. Відмінність при цьому буде тільки в розрахункових формулах для R_{λ} і $\sum R_{\lambda}$.

Перший множник правої частини рівняння (6. 17) називається **коефіцієнтом теплопередачі**:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{R_{\alpha_1} + \sum R_{\lambda} + R_{\alpha_2}}. \quad (6. 18)$$

Відповідно **рівняння теплопередачі для плоскої стінки за сталих температур теплоносіїв і для неперервних процесів** має вигляд:

$$Q = K \cdot F \cdot (t_{p1} - t_{p2}). \quad (6. 19)$$

Згідно з рівнянням (6. 19) одиниця вимірювання коефіцієнта теплопередачі становить:

$$[K] = \left[\frac{Q}{F \cdot (t_{p1} - t_{p2})} \right] = \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} \right]. \quad (6. 20)$$

Отже, чисельне значення коефіцієнта теплопередачі дорівнює тепловому потокові від одного теплоносія до другого через 1 м^2 розділяючої їх плоскої стінки за різниці температур теплоносіїв в 1 К . Він характеризує інтенсивність процесу теплопередачі від одного теплоносія до другого через розділяючу їх плоску стінку.

Необхідно звернути увагу на різницю між коефіцієнтами теплопровідності λ , тепловіддачі α і теплопередачі K . Ці коефіцієнти характеризують інтенсивність різних процесів, по різному розраховуються і плутати їх недопустимо. Коефіцієнт теплопередачі - це розрахункова величина, яка визначається коефіцієнтами тепловіддачі з обох боків стінки і її термічним опором. Важливо підкреслити, що коефіцієнт теплопередачі K ніколи не може бути більший за α_1 , α_2 і $\Sigma \lambda / \delta$. Найбільше він залежить від найменшого з цих значень, залишаючись завжди меншим від нього. В граничному випадку, коли, наприклад, $\alpha_1 \ll \alpha_2$ і $\alpha_1 \ll \Sigma \lambda / \delta$, $K \approx \alpha_1$.

На підставі рівняння (6. 18) можна зробити деякі висновки щодо можливості інтенсифікації процесів теплопередачі. Для збільшення коефіцієнта теплопередачі K і відповідно теплового потоку Q необхідно збільшувати менший з коефіцієнтів тепловіддачі. Цього можна досягнути, наприклад, збільшенням швидкості теплоносія з меншим α або іншими способами.

Для інтенсифікації теплопередачі можна також збільшувати величину $\Sigma \lambda / \delta$. Так, наприклад, якщо визначальним є термічний опір шару забруднень на стінці апарата, то збільшити теплопередачу можна зменшенням товщини цього шару, наприклад, періодичним очищенням поверхні нагрівання.

Величина, обернена до K , називається **(повним) термічним опором**, або **загальним термічним опором теплопередачі**. З рівняння (6. 18) виходить, що термічний опір теплопередачі дорівнює:

$$R_K = \frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \Sigma \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = R_{\alpha_1} + \Sigma R_{\lambda} + R_{\alpha_2}. \quad (6. 21)$$

Під час теплопередачі через плоску стінку (див. рис. 6. 1), коли площі поверхонь однакові з обох боків стінки ($F_1 = F_2 = F$), зручніше розрахувати густину теплового потоку так:

$$q = \frac{Q}{F} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \Sigma \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{R_{\alpha_1} + \Sigma R_{\lambda} + R_{\alpha_2}} = K \cdot (t_{p1} - t_{p2}) = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{R_K}. \quad (6. 22)$$

Використовуючи поняття термічного опору, ми знову звели формулу для розрахунку теплового потоку до залежності, аналогічної закону Ома.

Після розрахунку густини теплового потоку можна визначити температури на поверхнях стінки:

$$t_{cm1} = t_{p1} - q \cdot \frac{1}{\alpha_1} = t_{p1} - q \cdot R_{\alpha 1}; \quad (6. 23)$$

$$t_{cm2} = t_{cm1} - q \cdot \frac{\delta_1}{\lambda_1} = t_{cm1} - q \cdot R_{\lambda 1}; \quad (6. 24)$$

$$t_{cm3} = t_{p2} + q \cdot \frac{1}{\alpha_2} = t_{p2} + q \cdot R_{\alpha 2}. \quad (6. 25)$$

Легко отримати узагальнену формулу для розрахунку температури $t_{cm(k+1)}$ за будь-яким шаром ($i = k$) багатошарової плоскої стінки:

$$t_{cm(k+1)} = t_{p1} - q \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^k \frac{\delta_i}{\lambda_i} \right). \quad (6. 26)$$

Приклад 6. 4. Розрахувати коефіцієнт теплопередачі, відповідний термічний опір теплопередачі та тепловий потік від внутрішнього повітря до зовнішнього через зовнішню стінку приміщення. Стіна цегляна товщиною $\delta_1 = 380$ мм, потинькована з обох боків цементно-піщаним розчином товщиною $\delta_2 = 20$ мм. Температура внутрішнього повітря $t_{нов1} = 18$ °С, зовнішнього - $t_{нов2} = -19$ °С. Розміри стіни: $H = 3.3$ м, $B = 4.0$ м.

Розв'язування.

Для умов даної задачі сумарний коефіцієнт теплопередачі конвекцією та випромінюванням на внутрішній поверхні зовнішньої стіни $\bar{\alpha}_{c1} = 7.8$ Вт/(м²·К) був визначений в прикладі 6. 2 і, відповідно, на зовнішній поверхні $\bar{\alpha}_{c2} = 21.4$ Вт/(м²·К) - в прикладі 6. 3, а термічний опір теплопровідності зовнішньої стіни $\sum_{i=1}^3 R_{\lambda} = 0.596$ м²·К/Вт - в прикладі 2. 9.

Коефіцієнт теплопередачі зовнішньої стіни визначаємо за формулою (6. 18):

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{\frac{1}{\bar{\alpha}_{c1}} + \sum_{i=1}^3 R_{\lambda i} + \frac{1}{\bar{\alpha}_{c2}}} = \frac{1}{\frac{1}{7.8} + 0.596 + \frac{1}{21.4}} = \\ &= \frac{1}{0.128 + 0.596 + 0.047} = \frac{1}{0.771} = 1.30 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}). \end{aligned}$$

Термічний опір теплопередачі зовнішньої стіни (6. 21) становить:

$$R_K = \frac{1}{K} = \frac{1}{1.30} = 0.771 \text{ м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}.$$

Тепловий потік (або тепловтрати) за формулою (6. 22) становить:

$$Q = q \cdot F = \frac{t_{\text{нов1}} - t_{\text{нов2}}}{R_K} \cdot H \cdot B = \frac{18 - (-19)}{0.771} \cdot 3.3 \cdot 4.0 = 633 \text{ Вт.}$$

В попередніх прикладах 6. 2, 2. 9 і 6. 3 також визначались теплові потоки трьох складових процесів теплопередачі і вони дорівнювали, відповідно, 621, 638 і 622 Вт, тобто наближено дорівнюють 633 Вт, що свідчить про правильність вибору всіх проміжних температур на відповідних поверхнях стіни.

Приклад 6. 5. Визначити коефіцієнт теплопередачі від водяної пари, яка конденсується, до води через вертикальну плоску мідну стінку товщиною $\delta = 2$ мм, якщо коефіцієнт тепловіддачі від пари до стінки $\bar{\alpha}_1 = 4500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, а коефіцієнт тепловіддачі від стінки до води $\bar{\alpha}_2 = 1500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Коефіцієнт використання поверхні теплообміну $\phi = 0.8$. Порівняти отриманий результат з тим, коли теплопередача здійснюватиметься через вертикальну плоску сталеву стінку з такою ж товщиною $\delta = 2$ мм.

Розв'язування.

Коефіцієнт теплопровідності міді $\lambda = 384.0 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ (дод. 9).

Коефіцієнт теплопередачі через мідну стінку визначаємо за формулою:

$$K = \frac{\phi}{\frac{1}{\bar{\alpha}_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\bar{\alpha}_2}} = \frac{0.8}{\frac{1}{4500} + \frac{0.002}{384} + \frac{1}{1500}} = \frac{0.8}{2.22 \cdot 10^{-4} + 5.21 \cdot 10^{-6} + 6.67 \cdot 10^{-4}} =$$

$$= \frac{0.8}{8.94 \cdot 10^{-4}} = 0.8 \cdot 1119 = 895 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Коефіцієнт теплопровідності сталі $\lambda = 46.5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ (дод. 9).

Коефіцієнт теплопередачі через сталеву стінку за формулою:

$$K = \frac{\phi}{\frac{1}{\bar{\alpha}_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\bar{\alpha}_2}} = \frac{0.8}{\frac{1}{4500} + \frac{0.002}{46.5} + \frac{1}{1500}} = \frac{0.8}{2.22 \cdot 10^{-4} + 4.3 \cdot 10^{-5} + 6.67 \cdot 10^{-4}} =$$

$$= \frac{0.8}{9.32 \cdot 10^{-4}} = 0.8 \cdot 1073 = 858 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Як бачимо, заміна мідної на значно дешевшу сталеву стінку, в якій коефіцієнт теплопровідності у $384/46.5 = 8.3$ рази менший, призвела до зменшення коефіцієнта теплопередачі всього на

$$\frac{895 - 858}{895} \cdot 100 = 4.1 \ \%.$$

6.2.2. Теплопередача між двома рідинами (газами) через розділяючу їх циліндричну стінку. Така теплопередача має суттєве прак-

тичне значення в зв'язку з тим, що в теплотехніці передавання теплоти часто відбувається через поверхню труб.

Припустимо, що всередині труби (рис. 6. 2) знаходиться гарячий теплоносіє з температурою t_{p1} і коефіцієнт тепловіддачі від нього до внутрішньої поверхні циліндричної стінки α_6 . Зовні труби - холодний теплоносіє, який має температуру t_{p2} . Коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні стінки до холодного теплоносія - α_3 .

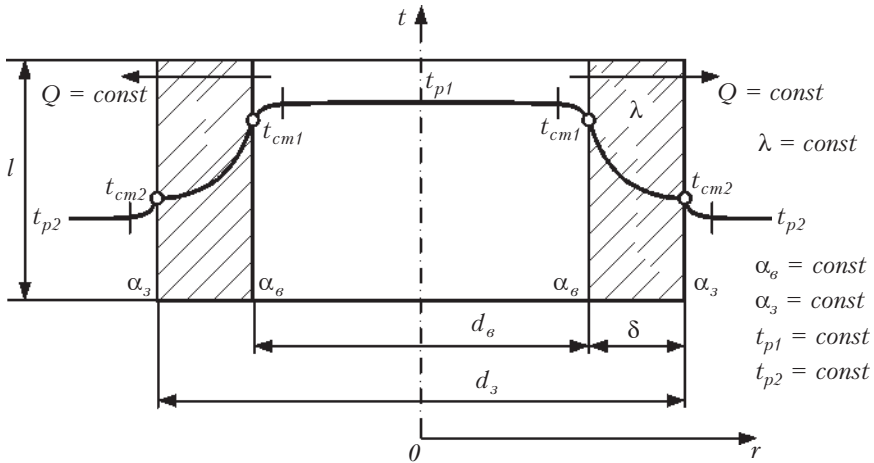


Рис. 6. 2. Розподілення температури під час передачі теплоти між двома теплоносіями через однорідну циліндричну стінку для стаціонарного процесу теплообміну

Тепловий потік Q для усталеного теплового режиму процесу теплопередачі є сталим.

Отже, тепловий потік від гарячого теплоносія до стінки становить:

$$Q = \alpha_6 \cdot F_6 \cdot (t_{p1} - t_{cm1}) = \alpha_6 \cdot \pi \cdot d_6 \cdot l \cdot (t_{p1} - t_{cm1}). \quad (6. 27)$$

Тепловий потік, який переноситься крізь стінку теплопровідністю, знаходимо за рівнянням (2. 44):

$$Q = \frac{\pi \cdot l \cdot (t_{cm1} - t_{cm2})}{\frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_6}}. \quad (6. 28)$$

Тепловий потік, який віддається від стінки до холодного теплоносія, дорівнює:

$$Q = \alpha_3 \cdot F_3 \cdot (t_{cm2} - t_{p2}) = \alpha_3 \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot (t_{cm2} - t_{p2}). \quad (6. 29)$$

Наведені вище рівняння можуть набирати вигляду:

$$Q \cdot \frac{1}{\pi \cdot d_e \cdot \alpha_e} = l \cdot (t_{p1} - t_{cm1}); \quad (6.30)$$

$$Q \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e} = l \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}); \quad (6.31)$$

$$Q \cdot \frac{1}{\pi \cdot d_3 \cdot \alpha_3} = l \cdot (t_{cm2} - t_{p2}). \quad (6.32)$$

Додавши ці рівняння, отримаємо:

$$Q \cdot \left(\frac{1}{\pi \cdot d_e \cdot \alpha_e} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e} + \frac{1}{\pi \cdot d_3 \cdot \alpha_3} \right) = l \cdot (t_{p1} - t_{p2}), \quad (6.33)$$

звідси

$$Q = \frac{\pi}{\frac{1}{d_e \cdot \alpha_e} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e} + \frac{1}{d_3 \cdot \alpha_3}} \cdot l \cdot (t_{p1} - t_{p2}). \quad (6.34)$$

Під час теплопередачі через циліндричну стінку звичайно визначають тепловий потік, який передається через одиницю довжини труби.

Приймаючи $l = 1$ м, записуємо рівняння (6.34) так:

$$Q_l = \frac{Q}{l} = K_l \cdot (t_{p1} - t_{p2}), \quad (6.35)$$

де величина K_l виражається рівнянням

$$K_l = \frac{\pi}{\frac{1}{d_e \cdot \alpha_e} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e} + \frac{1}{d_3 \cdot \alpha_3}} \quad (6.36)$$

і називається **лінійним коефіцієнтом теплопередачі**, Вт/(м·К). Він характеризує інтенсивність передавання теплоти від одного середовища до другого через 1 м розділяючої їх циліндричної стінки. Значення K_l чисельно дорівнює тепловому потокові, який переноситься через циліндричну стінку довжиною 1 м від одного середовища до другого за різниці температур між ними 1 К.

Величина $R_{lK} = 1/K_l$, м·К/Вт, обернена лінійному коефіцієнтові теплопередачі, називається **лінійним термічним опором теплопередачі**. Він дорівнює:

$$R_{l_k} = \frac{1}{K_l} = \frac{1}{\pi \cdot d_e \cdot \alpha_e} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e} + \frac{1}{\pi \cdot d_3 \cdot \alpha_3}, \quad (6.37)$$

де $\frac{1}{\pi \cdot d_e \cdot \alpha_e}$ і $\frac{1}{\pi \cdot d_3 \cdot \alpha_3}$ - лінійні термічні опори тепловіддачі на відповідних поверхнях, позначимо їх відповідно $R_{l_{\alpha_e}}$ і $R_{l_{\alpha_3}}$; $\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e}$ - лінійний термічний опір теплопровідності стінки, позначимо його R_{l_λ} .

Необхідно зазначити, що лінійні термічні опори тепловіддачі для труби визначаються не тільки коефіцієнтами тепловіддачі α_e і α_3 , але й відповідними діаметрами, помноженими на число π .

Після розрахунку величини теплового потоку, який передається через одиницю довжини труби, можна визначити температури на відповідних поверхнях стінки:

$$t_{cm1} = t_{p1} - Q_l \cdot \frac{1}{\pi \cdot d_e \cdot \alpha_e}; \quad (6.38)$$

$$t_{cm2} = t_{cm1} - Q_l \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_e}; \quad (6.39)$$

$$t_{cm2} = t_{p2} + Q_l \cdot \frac{1}{\pi \cdot d_3 \cdot \alpha_3}. \quad (6.40)$$

Для багат шарової циліндричної стінки відмінність полягає у визначенні лінійного термічного опору теплопровідності, який дорівнює:

$$\sum R_{l_\lambda} = \sum_{i=1}^n R_{l_{\lambda_i}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{(i+1)}}{d_i}. \quad (6.41)$$

Розрахунок температур на межах шарів для багат шарової циліндричної стінки здійснюється за формулою:

$$t_{cm(k+1)} = t_{p1} - Q_l \cdot \left(\frac{1}{\pi \cdot d_e \cdot \alpha_e} + \sum_{i=1}^k \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{(i+1)}}{d_i} \right). \quad (6.42)$$

На практиці рівняння (6.34) застосовують тільки для товстостінних циліндричних стінок, наприклад, трубопроводів, покритих товстим шаром теплової ізоляції.

Для труб з тонкими стінками розрахунок теплопередачі можна вести наближено, як для плоскої стінки, що має товщину δ , яка до-

рівнює піврізниці зовнішнього і внутрішнього діаметрів даної труби. При цьому, якщо $d_3/d_6 \leq 2$, похибка розрахунку не перевищує 4%. Тоді отримаємо:

$$Q = K \cdot F_{mp} \cdot (t_{p1} - t_{p2}) = K \cdot \pi \cdot d_p \cdot l \cdot (t_{p1} - t_{p2}), \quad (6.43)$$

де K - коефіцієнт теплопередачі для плоскої стінки, що визначається за рівнянням (6.18), в яке підставляється величина $\delta = 0.5 \cdot (d_3 - d_6)$; d_p - розрахунковий діаметр труби.

За розрахунковий діаметр приймають або діаметр тієї поверхні циліндричної стінки, з боку якої α значно менше, ніж з протилежного, або середній діаметр $\bar{d} = 0.5 \cdot (d_6 + d_3)$, якщо коефіцієнти тепловіддачі з обох боків стінки близькі за значенням $\alpha_6 \approx \alpha_3$.

Приклад 6.6. Розрахувати тепловий потік Q від гарячої води з температурою $\bar{t}_6 = 86^\circ\text{C}$, яка протікає в сталевій трубі діаметром $d_3 \times \delta = 100 \times 5$ мм, довжиною $l = 10$ м. Витрата води $V = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$. Труба використовується для опалення гаража, температура повітря в якому $t_{нов} = 20^\circ\text{C}$, а температура стін гаража $t_{cm} = 15^\circ\text{C}$.

Розв'язування.

Такі задачі розв'язують методом послідовних наближень. Спочатку для розрахунку значень $\bar{\alpha}_6$ і $\bar{\alpha}_{нов}$ задаються температурами поверхонь труби з умови $\bar{t}_6 > t_{cm1} > t_{cm2} > t_{нов}$, причому різниця сусідніх температур тим більша, чим більший термічний опір між ними. Виходячи з цього, приймаємо: $t_{cm1} = 85.5^\circ\text{C}$, $t_{cm2} = 85^\circ\text{C}$.

Аналогічно до прикладу 4.8 розраховуємо середній коефіцієнт тепловіддачі від води до стінки труби.

За $\bar{t}_6 = 86^\circ\text{C}$ теплофізичні властивості води (дод. 5) становлять:

-коефіцієнт теплопровідності

$$\lambda = 0.678 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К});$$

-коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = 0.344 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

-критерій Прандтля

$$\text{Pr} = 2.058;$$

за $t_{cm1} = 85.5^\circ\text{C}$:

-критерій Прандтля

$$\text{Pr}_{cm} = 2.072.$$

Середня швидкість течії води в трубі

$$w = \frac{4 \cdot V}{\pi \cdot d_6^2} = \frac{4 \cdot 1.5 \cdot 10^{-3}}{3.14 \cdot 0.09^2} = 0.236 \text{ м}/\text{с}.$$

Розраховуємо значення критерія Рейнольдса (3.10):

$$\text{Re} = \frac{w \cdot d_g}{\nu} = \frac{0.236 \cdot 0.09}{0.344 \cdot 10^{-6}} = 6.2 \cdot 10^4 > 10^4,$$

тобто режим течії води турбулентний.

Приймаємо для $l/d_g = 10/0.09 = 111 > 50 \epsilon_l = 1$.

Критерій Нуссельта за формулою (4. 13) становить:

$$\overline{\text{Nu}} = 0.021 \cdot \text{Re}^{0.8} \cdot \text{Pr}^{0.43} \cdot \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{cm}} \right)^{0.25} \cdot \epsilon_l = 0.021 \cdot (6.2 \cdot 10^4)^{0.8} \cdot 2.058^{0.43} \cdot \left(\frac{2.058}{2.072} \right)^{0.25} \cdot 1 = 195.$$

Звідси середній коефіцієнт тепловіддачі (3. 70) становить:

$$\overline{\alpha}_g = \frac{\overline{\text{Nu}} \cdot \lambda}{d_g} = \frac{195 \cdot 0.678}{0.09} = 1469 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Сумарне значення коефіцієнта тепловіддачі від зовнішньої стінки труби з врахуванням конвекції і випромінювання розраховане в прикладі 6. 1:

$$\overline{\alpha}_{нов} = 14.01 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Тепловий потік через циліндричну стінку труби визначаємо за формулою (6.34):

$$Q = \frac{\pi \cdot l \cdot (\bar{t}_g - t_{нов})}{\frac{1}{\overline{\alpha}_g \cdot d_g} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_g} + \frac{1}{\overline{\alpha}_{нов} \cdot d_3}} = \frac{3.14 \cdot 10 \cdot (86 - 20)}{\frac{1}{1469 \cdot 0.09} + \frac{1}{2 \cdot 46.5} \cdot \ln \frac{0.1}{0.09} + \frac{1}{14.01 \cdot 0.1}} = 2868 \text{ Вт},$$

де $\lambda = 46.5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ - коефіцієнт теплопровідності сталі (дод. 9).

Визначивши значення теплового потоку, уточнюємо значення температур поверхонь труби. Розрахунок виконуємо за формулами (6. 38) і (6. 39):

$$t_{cm1} = \bar{t}_g - \frac{Q}{l} \cdot \frac{1}{\overline{\alpha}_g \cdot \pi \cdot d_g} = 86 - \frac{2868}{10} \cdot \frac{1}{1469 \cdot 3.14 \cdot 0.09} = 85.3 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$t_{cm2} = t_{cm1} - \frac{Q}{l} \cdot \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_g} = 85.3 - \frac{2868}{10} \cdot \frac{1}{2 \cdot 3.14 \cdot 46.5} \cdot \ln \frac{0.1}{0.09} = 85.2 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Уточнені значення температур поверхонь стінки труби близькі до попередньо прийнятих (85. 5 до 85. 3, а 85 до 85. 2 $^\circ\text{C}$), тому повторний розрахунок не проводимо. Якщо б використання уточнених значень температур поверхонь стінки труби для підрахунку теплового потоку давало б результат, який відрізнявся від попереднього більше, ніж на 10%, то необхідно було б провести ще один розрахунок.

В даному випадку маємо тонкостінну трубу, для якої $d_3/d_g = 0.1/0.09 = 1.11 < 2$. У зв'язку з цим розрахунок теплового потоку виконуємо за наближеною формулою (6. 43) як для плоскої стінки з товщиною $\delta = 5 \text{ мм}$:

$$Q = K \cdot F_3 \cdot (\bar{t}_g - t_{нов}) = \frac{\pi \cdot l \cdot (\bar{t}_g - t_{нов}) \cdot d_3}{\frac{1}{\overline{\alpha}_g} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\overline{\alpha}_{нов}}} = \frac{3.14 \cdot 10 \cdot (86 - 20) \cdot 0.1}{\frac{1}{1469} + \frac{0.005}{46.5} + \frac{1}{14.01}} = 2872 \approx 2868 \text{ Вт},$$

де площа поверхні труби F_3 взята з боку меншого коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}_{\text{пов}}$.

Як бачимо, похибка становить:

$$\frac{2872 - 2868}{2868} \cdot 100 = 0.14 \, \%.$$

Таке розходження результатів розрахунків за точною і наближеною формулами для тонкостінних труб несуттєве, тим паче, що похибка формул для визначення коефіцієнтів тепловіддачі становить близько 10%. Отже, точна і наближена формули в даному прикладі дають однаковий результат.

Уточнюємо значення температур поверхонь труби за наближеними формулами (6. 23) і (6. 24):

$$t_{cm1} = \bar{t}_e - \frac{Q}{\pi \cdot d_3 \cdot l} \cdot \frac{1}{\bar{\alpha}_e} = 86 - \frac{2872}{3.14 \cdot 0.1 \cdot 10} \cdot \frac{1}{1469} = 85.4 \, ^\circ\text{C};$$

$$t_{cm2} = t_{cm1} - \frac{Q}{\pi \cdot d_3 \cdot l} \cdot \frac{\delta}{\lambda} = 85.4 - \frac{2872}{3.14 \cdot 0.1 \cdot 10} \cdot \frac{0.005}{46.5} = 85.3 \, ^\circ\text{C}.$$

Як бачимо, розходження результатів розрахунків за точними і наближеними формулами для тонкостінних труб несуттєве.

6.3. СПОСОБИ ІНТЕНСИФІКАЦІЇ ТЕПЛОПЕРЕДАЧІ

Для інтенсифікації процесу перенесення теплоти від одного теплоносія до іншого через плоску стінку згідно з формулою (6. 17) потрібно або збільшити перепад температур між теплоносіями $t_{p1} - t_{p2}$, або зменшити термічний опір теплопередачі R_K , або збільшити поверхню стінки F . Температури теплоносіїв зумовлені вимогами технологічного процесу, тому змінити їх звичайно не вдається.

Значення термічного опору теплопередачі R_K можна зменшити по різному, діючи на будь-яку із складових $R_{\alpha_1}, \sum R_\lambda, R_{\alpha_2}$. Як вже відзначалось, інтенсифікувати конвективний теплообмін і зменшити R_α можна збільшенням швидкості руху теплоносія, турбулізацією приграничного шару тощо. Значення термічного опору теплопровідності R_λ залежить від матеріалу і товщини стінки. Однак перш, ніж вибрати методи впливу на процес теплопередачі, необхідно встановити внесок окремих складових $R_{\alpha_1}, \sum R_\lambda, R_{\alpha_2}$ в сумарне значення R_K . Природно, що суттєвий вплив на значення R_K чинитиме зменшення найбільшого з доданків. В широко застосовуваному в техніці процесі передавання теплоти від краплинних рідин до газів через металеву стінку найбільший термічний опір зосереджений в процесі тепловіддачі від стінки до газу R_{α_2} , а опори R_{α_1} і $\sum R_\lambda$ дуже малі порівняно з ним.

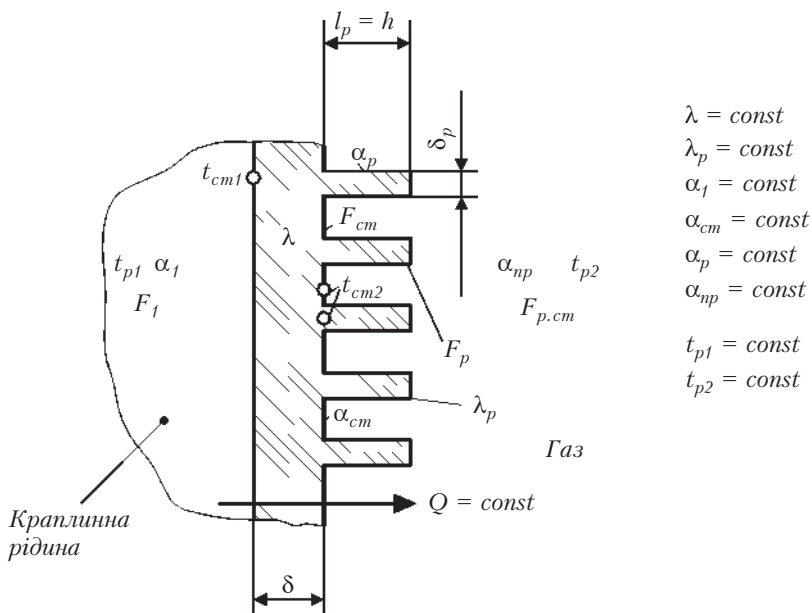


Рис. 6. 3. Теплопередача через плоску ребристу стінку для стаціонарного процесу теплообміну

Тоді для інтенсифікації теплопередачі часто оребрюють ту поверхню стінки (рис. 6. 3), тепловіддача від якої менш інтенсивна.

Ребра, які мають форму пластин (рис. 6. 3), стержнів або будь-яку іншу, одним кінцем щільно прикріплені до поверхні тепловіддачі зварюванням, лотуванням або виготовляють як єдине ціле зі стінкою.

Визначимо тепловий потік через плоску ребристу стінку безмежних розмірів. Стінка оребрена з боку меншого коефіцієнта тепловіддачі (рис. 6. 3).

Задані сталі значення коефіцієнтів тепловіддачі на неоребреній поверхні стінки α_1 , гладкої частини оребреної поверхні α_{cm} і на поверхні ребер α_p , сталі значення коефіцієнтів теплопровідності матеріалу несучої частини оребреної стінки λ і ребер λ_p . Також задані геометричні розміри ребер і температури теплоносіїв t_{p1} і t_{p2} .

Для ребра $b_p \gg \delta_p$. Площа поперечного перерізу ребра $S_p = b_p \cdot \delta_p$, b_p - довжина ребра.

Тепловий потік, який віддається гладкою частиною оребреної поверхні, визначаємо за формулою:

$$Q_{cm} = \alpha_{cm} \cdot (t_{cm2} - t_{p2}) \cdot F_{cm}. \quad (6. 44)$$

Тепловий потік, який віддається поверхнею ребер, визначаємо за формулою:

$$Q_p = \alpha_p \cdot (t_{cm2} - t_{p2}) \cdot F_p \cdot E. \quad (6. 45)$$

де t_{cm2} - температура основи ребра; E - **коефіцієнт ефективності ребра**, який визначається експериментально ($E = 0 \dots 1$).

Загальний тепловий потік становить:

$$Q = Q_{cm} + Q_p = \alpha_{cm} \cdot (t_{cm2} - t_{p2}) \cdot F_{cm} + \alpha_p \cdot (t_{cm2} - t_{p2}) \cdot F_p \cdot E \quad (6. 46)$$

або

$$Q = \alpha_{np} \cdot (t_{cm2} - t_{p2}) \cdot F_{p.cm}, \quad (6. 47)$$

де

$$F_{p.cm} = F_{cm} + F_p. \quad (6. 48)$$

З порівняння виразів (6. 46), (6. 47) і (6. 48) випливає, що

$$\alpha_{np} = \alpha_{cm} \cdot \frac{F_{cm}}{F_{p.cm}} + \alpha_p \cdot E \cdot \frac{F_p}{F_{p.cm}}. \quad (6. 49)$$

Величина α_{np} називається **приведеним коефіцієнтом тепло-віддачі**. Це усереднений коефіцієнт тепловіддачі ребристої стінки, який враховує тепловіддачу поверхні ребра, поверхні гладкої частини оребреної стінки і ефективність роботи ребра. Наближено приведений коефіцієнт тепловіддачі можна визначити за формулою (4. 27), використовуючи критеріальне рівняння (4. 25) або (4. 26).

Для передавання теплоти через ребристу стінку за стаціонарного процесу теплообміну можна записати систему рівнянь:

$$Q = \alpha_1 \cdot F_1 \cdot (t_{p1} - t_{cm1}); \quad (6. 50)$$

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot F_1 \cdot (t_{cm1} - t_{cm2}); \quad (6. 51)$$

$$Q = \alpha_{np} \cdot F_{p.cm} \cdot (t_{cm2} - t_{p2}), \quad (6. 52)$$

з яких отримаємо:

$$Q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot F_1} + \frac{\delta}{\lambda \cdot F_1} + \frac{1}{\alpha_{np} \cdot F_{p.cm}}}. \quad (6. 53)$$

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

$$\frac{Q}{F_{p.cm}} = q_{p.cm} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda}\right) \cdot \frac{F_{p.cm}}{F_1} + \frac{1}{\alpha_{np}}} = K_{p.cm} \cdot (t_{p1} - t_{p2}), \quad (6.54)$$

де

$$K_{p.cm} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda}\right) \cdot \frac{F_{p.cm}}{F_1} + \frac{1}{\alpha_{np}}} \quad (6.55)$$

- коефіцієнт теплопередачі через ребристу стінку за віднесення теплового потоку до оребреної поверхні, Вт/(м²·К).

Відношення площі оребреної поверхні $F_{p.cm}$ до площі гладкої поверхні F_1 називається **коефіцієнтом оребрення** і позначається:

$$K_{op} = \frac{F_{p.cm}}{F_1} = \frac{F_{op}}{F_{el}}. \quad (K_{op} \geq 4 \dots 10) \quad (6.56)$$

У випадку багатшарової плоскої стінки коефіцієнт теплопередачі ребристої стінки становить:

$$K_{p.cm} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda}\right) \cdot K_{op} + \frac{1}{\alpha_{np}}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum R_{\lambda}\right) \cdot K_{op} + \frac{1}{\alpha_{np}}}. \quad (6.57)$$

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

$$R_{\lambda_p} = \frac{l_p}{\lambda_p} \ll R_{\alpha_p} = \frac{1}{\alpha_p}, \quad (6.58)$$

де l_p - висота ребра.

За більшого термічного опору теплопровідності ребер температура в міру віддалення від основи ребра наближається до температури теплоносія і кінці ребер працюють неефективно.

Приклад 6. 7. Повітря нагрівається в оребреному повітрянагрівнику системи вентиляції гарячою водою. Коефіцієнт тепловіддачі від гарячої води до внутрішньої стінки оребреної труби $\bar{\alpha}_1 = 2700$ Вт/(м²·К). Середня температура гарячої води $\bar{t}_6 = 82.5$ °С. Приведений коефіцієнт тепловіддачі від ребристої стінки до повітря $\bar{\alpha}_{np2} = 48.3$ Вт/(м²·К) (приклад 4. 12). Середня температура повітря $\bar{t}_n = -4.5$ °С.

Несучі сталеві труби діаметром $d_3 \times \delta = 25 \times 2$ мм, довжина труб $l = 0.56$ м, кількість труб $n = 18$. Коефіцієнт оребрення $K_{op} = 4.54$ (приклад 4. 12). Термічним опором ребер знехтувати. Визначити коефіцієнт теплопередачі та тепловий потік. Порівняти отримані результати з результатами, коли повітря нагрівається в повітронагрівнику з гладкими трубами, для якого $\bar{\alpha}_2 = 88.9$ Вт/(м²·К) (приклад 4. 11).

Розв'язування.

Термічний опір стінки і забруднення з боку гарячої води становить:

$$\sum R_{\lambda} = \frac{\delta}{\lambda} + R_{\lambda_{заб}} = \frac{0.002}{46.5} + 3.6 \cdot 10^{-4} = 0.0004 \text{ м}^2 \cdot \text{К} / \text{Вт},$$

де $\lambda = 46.5$ Вт/(м·К) - коефіцієнт теплопровідності сталі (дод. 9);

$R_{\lambda_{заб}} = 3.6 \cdot 10^{-4}$ м²·К/Вт - термічний опір забруднення стінки (дод. 14).

Коефіцієнт теплопередачі ребристої циліндричної стінки (віднесений до повної поверхні ребристої стінки $F_{p.cm}$) за $d_3/d_6 = 25/21 = 1.19 < 2$ (6. 57) становить:

$$K_{p.cm} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\bar{\alpha}_1} + \sum R_{\lambda}\right) \cdot K_{op} + \frac{1}{\bar{\alpha}_{np2}}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{2700} + 0.0004\right) \cdot 4.54 + \frac{1}{48.3}} = 41.3 \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Тепловий потік від гарячої води до повітря в оребреному повітронагрівнику (6. 54) становить:

$$\begin{aligned} Q &= K_{p.cm} \cdot F_{p.cm} \cdot (\bar{t}_6 - \bar{t}_n) = K_{p.cm} \cdot F_{z.l} \cdot K_{op} \cdot (\bar{t}_6 - \bar{t}_n) = \\ &= K_{p.cm} \cdot n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot K_{op} \cdot (\bar{t}_6 - \bar{t}_n) = \\ &= 41.3 \cdot 18 \cdot 3.14 \cdot 0.025 \cdot 0.56 \cdot 4.54 \cdot (82.5 - (-4.5)) = 12908 \text{ Вт}. \end{aligned}$$

Коефіцієнт теплопередачі гладкої циліндричної стінки (віднесений до зовнішньої поверхні труби F_3 з боку меншого коефіцієнта тепловіддачі) за $d_3/d_6 < 2$ (6. 18) становить:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\bar{\alpha}_1} + \sum R_{\lambda} + \frac{1}{\bar{\alpha}_2}} = \frac{1}{\frac{1}{2700} + 0.0004 + \frac{1}{88.9}} = 83.2 \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Тепловий потік від гарячої води до повітря в повітронагрівнику з гладкими трубами (6. 17) становить:

$$\begin{aligned} Q &= K \cdot F_3 \cdot (\bar{t}_6 - \bar{t}_n) = K \cdot n \cdot \pi \cdot d_3 \cdot l \cdot (\bar{t}_6 - \bar{t}_n) = \\ &= 83.2 \cdot 18 \cdot 3.14 \cdot 0.025 \cdot 0.56 \cdot (82.5 - (-4.5)) = 5728 \text{ Вт}. \end{aligned}$$

Порівнюючи отримані результати, робимо висновок, що за оребрення труб коефіцієнт теплопередачі зменшився в $K/K_{p.cm} = 83.2/41.3 = 2.01$ рази, площа ребристої стінки зросла в $K_{op} = 4.54$ рази, а тепловий потік Q зріс в $12908/5728 = 4.54/2.01 = 2.25$ рази, що свідчить про ефективність застосування оребрення.

6.4. ТЕПЛОВА ІЗОЛЯЦІЯ

Для зменшення втрат теплоти багато споруд, агрегатів, комунікацій доводиться теплоізулювати, покриваючи їх стінки шаром матеріалу з малою теплопровідністю [$\lambda \leq 0.25 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$]. Такі матеріали називаються **теплоізуляторами**.

Здебільшого теплоізулятори мають волокнисту, порошкову або пористу основу, заповнену повітрям. Термічний опір теплоізулятора створює повітря, а основа лише заважає виникненню природної конвекції і перенесенню теплоти випромінюванням. Основа в густому стані звичайно володіє достатньо високою теплопровідністю [$\lambda \approx 1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$], тому зі збільшенням густини набивки мінеральної вати, азбесту або іншого теплоізулятора їх теплопровідність зростає. Зі збільшенням температури коефіцієнт теплопровідності теплоізуляції також зростає через збільшення теплопровідності повітря і посилення теплоперенесення випромінюванням.

Додаючи зв'язувальні речовини з волокнистих і порошкових матеріалів, отримують теплоізуляційні плити, блоки, цеглу. Останнім часом ширше використовують спучені матеріали із застиглої піни (пінопласти, пінобетони тощо), які мають добрі теплоізуляційні властивості завдяки їх великій пористості.

У розглянутих видів теплоізуляції коефіцієнт теплопровідності завжди вищий, ніж у повітря, яке заповнює пори. Ще кращими теплоізуляторами є вакуумно-багатошарові і вакуумно-порошкові теплоізуляційні матеріали. Перенесення теплоти теплопровідністю через повітря в таких теплоізуляторах зменшується створенням глибокого вакууму, а для зменшення перенесення теплоти випромінюванням існує або порошок, або ряд шарів фольги з малим ступенем чорноти, які є екранами. Вакуумно-багатошарова теплоізуляція посудин для зберігання зріджених газів має ефективний коефіцієнт теплопровідності $\lambda_{\text{еф}} \approx 10^{-4} \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$.

6.4.1. Розрахунок товщини шару теплоізуляції для багатошарової плоскої стінки. Наприклад, для зовнішнього захищення приміщення, здійснюють, користуючись формулою (6. 21) для термічного опору теплопередачі, причому значення потрібного (нормованого) термічного опору звичайно відоме.

Нехай маємо багатошарову плоску стінку (рис. 6. 4), яка складається з двох конструктивних шарів і шару теплоізуляції.

Для такої стінки можна записати термічний опір теплопередачі:

$$R_K = R_{\alpha_1} + \sum R_{ct} + R_{\lambda_{iz}} + R_{\alpha_2} \geq R_{K_{номп}}, \quad (6. 59)$$

де $\sum R_{ct} = \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2$ - термічний опір теплопровідності двох

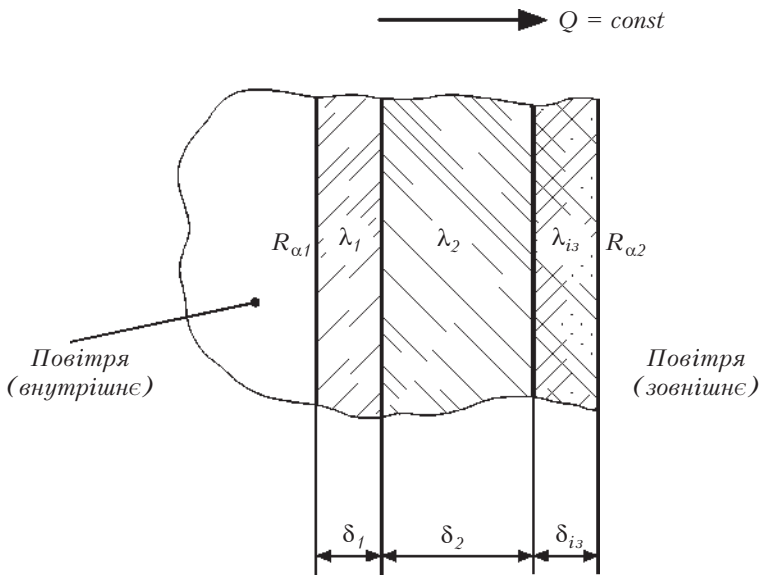


Рис. 6. 4. До розрахунку товщини шару теплової ізоляції для багатшарової плоскої стінки

конструктивних шарів стінки; $R_{\lambda_{iz}} = \frac{\delta_{iz}}{\lambda_{iz}}$ - термічний опір теплопровідності шару теплоізоляції; $R_{K_{номп}}$ - потрібний термічний опір теплопередачі для багатшарової плоскої стінки.

Термічні опори тепловіддачі R_{α_1} і R_{α_2} або беруть з відповідних довідників, або розраховують вищеописаними методами.

З рівняння (6. 59) маємо:

$$R_{\lambda_{iz}} = R_{K_{номп}} - R_{\alpha_1} - \sum R_{cm} - R_{\alpha_2}, \quad (6. 60)$$

звідси товщина шару теплоізоляції

$$\delta_{iz} = \lambda_{iz} \cdot \left(R_{K_{номп}} - R_{\alpha_1} - \sum R_{cm} - R_{\alpha_2} \right). \quad (6. 61)$$

Приклад 6. 8. Необхідно теплоізулювати зовнішню стіну приміщення шаром пінопласту так, щоби її термічний опір теплопередачі був $R_K \geq R_{K_{номп}} = 2.1 \text{ м}^2 \cdot \text{К} / \text{Вт}$. Стіна цегляна товщиною $\delta_1 = 380 \text{ мм}$, потинькована з обох боків цементно-піщаним розчином товщиною $\delta_2 = 20 \text{ мм}$. Температура внутрішнього повітря $t_{nos1} = 18 \text{ }^\circ\text{C}$,

зовнішнього - $t_{нов2} = -19$ °С. Розміри стіни: $H = 3.3$ м, $B = 4.0$ м. Визначити товщину шару теплоізоляції та тепловий потік через стіну.

Розв'язування.

Для умов даної задачі сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією та випромінюванням на внутрішній поверхні зовнішньої стіни $\bar{\alpha}_{c1} = 7.8$ Вт/(м²·К) був визначений в прикладі 6. 2 і, відповідно, на зовнішній поверхні $\bar{\alpha}_{c2} = 21.4$ Вт/(м²·К) - в прикладі 6. 3, а термічний опір теплопровідності неізольованої зовнішньої стіни $\sum R_{cm} = 0.596$ м²·К/Вт - в прикладі 2. 9.

Коефіцієнт теплопровідності пінопласту (дод. 9)

$$\lambda_{i3} = 0.047 \text{ Вт/(м·К)};$$

Товщину шару теплоізоляції визначаємо за формулою (6. 61):

$$\delta_{i3} = \lambda_{i3} \cdot (R_{K_{номр}} - R_{\bar{\alpha}_{c1}} - \sum R_{cm} - R_{\bar{\alpha}_{c2}}) = 0.047 \cdot \left(2.1 - \frac{1}{7.8} - 0.596 - \frac{1}{21.4} \right) = 0.063 \text{ м.}$$

Приймаємо товщину шару теплоізоляції $\delta_{i3} = 70$ мм. Тоді термічний опір теплопередачі теплоізолюваної зовнішньої стіни (6. 59) становить:

$$\begin{aligned} R_K &= R_{\bar{\alpha}_{c1}} + \sum R_{cm} + \frac{\delta_{i3}}{\lambda_{i3}} + R_{\bar{\alpha}_{c2}} = \frac{1}{7.8} + 0.596 + \frac{0.07}{0.047} + \frac{1}{21.4} = \\ &= 0.128 + 0.596 + 1.489 + 0.047 = 2.26 \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт} > 2.1 \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}. \end{aligned}$$

Остаточно тепловий потік через стіну (6. 17) становить:

$$Q = \frac{t_{нов1} - t_{нов2}}{R_K} \cdot F = \frac{t_{нов1} - t_{нов2}}{R_K} \cdot H \cdot B = \frac{18 - (-19)}{2.26} \cdot 3.3 \cdot 4.0 = 216 \text{ Вт.}$$

Отже, тепловий потік завдяки теплоізоляції зменшився в $633/216 = 2.9$ рази порівняно з обчисленням у прикладі 6. 4.

6.4.2. Розрахунок товщини теплоізоляції для технологічного обладнання. В цьому випадку іноді задається температура зовнішньої стінки обладнання t_{i3} (рис. 6. 5), наприклад, в зоні роботи обслуговуючого персоналу вона не повинна перевищувати 50 °С. Отже, допустимі тепловтрати з 1 м² поверхні теплоізолюваного об'єкта визначають за формулою (6. 6):

$$q = \frac{Q}{F} = \alpha_{c2} \cdot (t_{i3} - t_{нов}), \quad (6. 62)$$

де $t_{нов}$ - температура повітря в приміщенні; α_{c2} - сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією і випромінюванням від поверхні зовнішньої стінки обладнання до повітря, який можна визначити за наближеною формулою (6. 7):

$$\alpha_{c2} = 9.74 + 0.07 \cdot (t_{i3} - t_{нов}). \quad (6. 63)$$

З іншого боку густину теплового потоку визначають за формулою (2. 31):

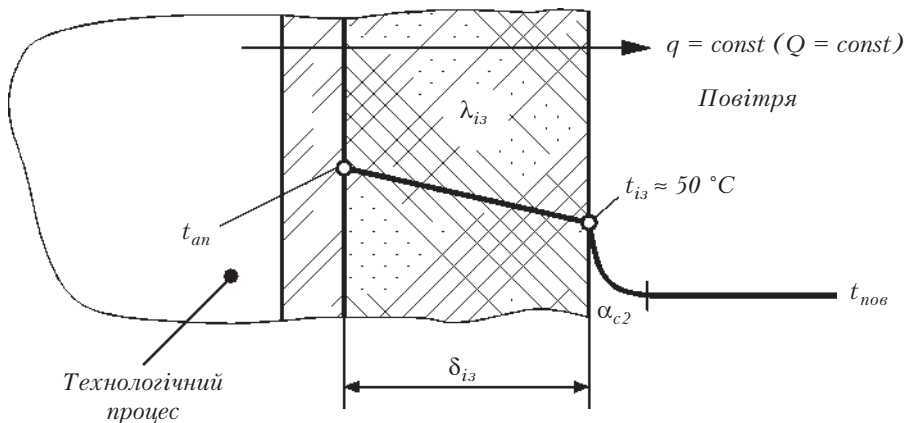


Рис. 6. 5. До розрахунку товщини теплоізоляції для технологічного обладнання

$$q = \frac{t_{an} - t_{is}}{R_{\lambda_{is}}} = \frac{\lambda_{is}}{\delta_{is}} \cdot (t_{an} - t_{is}), \quad (6.64)$$

звідси товщина шару теплоізоляції

$$\delta_{is} = \frac{\lambda_{is}}{q} \cdot (t_{an} - t_{is}) = \frac{\lambda_{is}}{\alpha_{c2}} \cdot \frac{t_{an} - t_{is}}{t_{is} - t_{nov}}, \quad (6.65)$$

де t_{an} - температура поверхні апарата.

Вид теплоізолятора вибирають за температурою і фізико-хімічними властивостями теплоносіїв. Кожний теплоізолятор має певну граничну температуру t_{zp} , за якої він ще зберігає свої властивості.

Високотемпературну теплоізоляцію різних печей роблять багатошаровою, оскільки теплоізолятори з високою граничною температурою звичайно дорогі і мають більшу теплопровідність. Товщину внутрішнього шару теплоізолятора роблять такою, щоб температура на його зовнішній поверхні не перевищувала граничної температури наступного дешевшого і менш теплопровідного матеріалу. Після цього розраховують товщину наступного шару, тобто розрахунок проводять послідовно, починаючи від внутрішнього, самого жаростійкого теплоізолятора.

Збільшення товщини шару теплоізоляції на плоскій стінці збільшує її термічний опір теплопровідності $\sum R_{\lambda} = \sum R_{cm} + R_{\lambda_{is}}$, внаслідок чого збільшується і сумарний термічний опір теплопередачі R_K . Значення R_{α_1} і R_{α_2} при цьому не змінюються.

Приклад 6. 9. Визначити необхідну товщину шару теплоізоляції апарата, всередині якого температура $t_{\text{вн}} = 194$ °С. Ізоляційний матеріал-совеліт. Температура навколишнього повітря $t_{\text{нов}} = 20$ °С. Температура зовнішньої поверхні теплоізоляції не повинна перевищувати $t_{\text{см}} = 50$ °С.

Розв'язування.

Сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією і випромінюванням в навколишнє середовище визначаємо за рівнянням (6. 63):

$$\bar{\alpha}_c = 9.74 + 0.07 \cdot \Delta t_{\text{см}} = 9.74 + 0.07 \cdot (50 - 20) = 11.84 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Густина теплового потоку (6. 62) становить:

$$q = \bar{\alpha}_c \cdot (t_{\text{см}} - t_{\text{нов}}) = 11.84 \cdot (50 - 20) = 355 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

Коефіцієнт теплопровідності совеліту (дод. 9)

$$\lambda_{\text{із}} = 0.098 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

Приймаючи, що весь термічний опір зосереджений в шарі теплоізоляції, можна записати:

$$q = K \cdot (t_{\text{вн}} - t_{\text{нов}}) \approx \frac{\lambda_{\text{із}}}{\delta_{\text{із}}} \cdot (t_{\text{вн}} - t_{\text{нов}}),$$

звідси товщина шару теплоізоляції

$$\delta_{\text{із}} \approx \frac{\lambda_{\text{із}}}{q} \cdot (t_{\text{вн}} - t_{\text{нов}}) = \frac{0.098}{355} \cdot (194 - 20) = 0.048 \text{ м} \approx 50 \text{ мм}.$$

Приклад 6. 10. Апарат ізольований шаром шамотної цегли товщиною $\delta_1 = 125$ мм ($\lambda_1 = 0.68 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) і шаром теплоізоляційної маси ($\lambda_2 = 0.12 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$). Температура зовнішньої поверхні металевої стінки апарата $t_{\text{см1}} = 500$ °С. Знайти достатню товщину теплоізоляційного шару, щоб температура його зовнішньої поверхні не перевищувала $t_{\text{см3}} = 50$ °С за температури повітря в цеху $t_{\text{нов}} = 25$ °С.

Розв'язування.

Сумарний коефіцієнт тепловіддачі від апарата в навколишнє середовище конвекцією і випромінюванням визначаємо за рівнянням (6. 63):

$$\bar{\alpha}_c = 9.74 + 0.07 \cdot \Delta t_{\text{см}} = 9.74 + 0.07 \cdot (50 - 25) = 11.5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Густина теплового потоку (6. 62) становить:

$$q = \bar{\alpha}_c \cdot (t_{\text{см3}} - t_{\text{нов}}) = 11.5 \cdot (50 - 25) = 288 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

З іншого боку, густина теплового потоку дорівнює (2. 37):

$$q = \frac{t_{\text{см1}} - t_{\text{см3}}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2}},$$

звідси:

$$\delta_2 = \lambda_2 \cdot \left(\frac{t_{\text{см1}} - t_{\text{см3}}}{q} - \frac{\delta_1}{\lambda_1} \right) = 0.12 \cdot \left(\frac{500 - 50}{288} - \frac{0.125}{0.68} \right) = 0.166 \text{ м}.$$

За необхідності можна визначити температуру (2. 38):

$$t_{cm2} = t_{cm1} - q \cdot \frac{\delta_1}{\lambda_1} = 500 - 288 \cdot \frac{0.125}{0.68} = 447 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

6.4.3. Вибір товщини шару теплоізолятора для трубопроводів.

Нехай маємо одношарову циліндричну стінку, покриту шаром теплоізоляції (рис. 6. 6).

Для такої стінки лінійний термічний опір теплопередачі за формулою (6. 37) становить:

$$\begin{aligned} R_{l_k} &= \frac{1}{\pi \cdot d_6 \cdot \alpha_6} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_6} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_{i3}} \cdot \ln \frac{d_{i3}}{d_6} + \frac{1}{\pi \cdot d_{i3} \cdot \alpha_3} = \\ &= R_{l_{\alpha_6}} + R_{l_{\lambda_1}} + R_{l_{\lambda_{i3}}} + R_{l_{\alpha_3}}. \end{aligned} \quad (6. 66)$$

Накладання шару теплоізоляції на поверхню циліндра також збільшує сумарний лінійний термічний опір теплопровідності $\sum R_{l_k} = R_{l_{\lambda_1}} + R_{l_{\lambda_{i3}}}$ (де $R_{l_{\lambda_1}}$ і $R_{l_{\lambda_{i3}}}$ - відповідно лінійний термічний опір теплопровідності стінки труби і шару теплоізоляції), але водночас зменшує $R_{l_{\alpha_3}} = 1/(\pi \cdot d_{i3} \cdot \alpha_3)$ через збільшення зовнішнього діаметра теплоізоляції d_{i3} . Внаслідок можна отримати на перший погляд

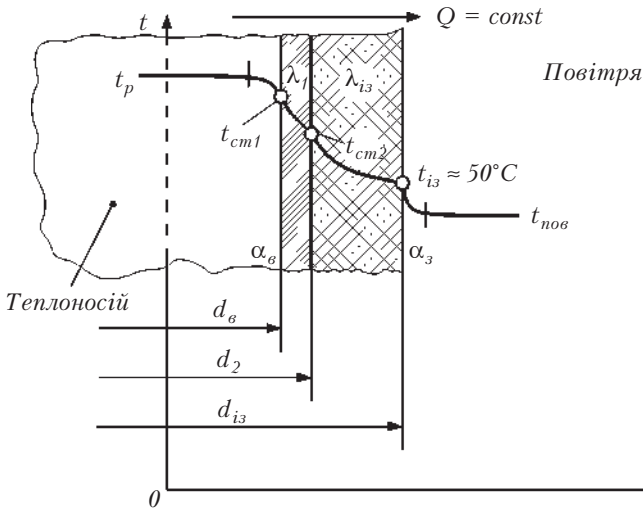


Рис. 6. 6. До розрахунку критичного діаметра ізоляції для циліндричної стінки

парадоксальний результат: для зовнішнього діаметра теплоізоляції, який менший деякого **критичного значення** $d_{i3,кр}$, потовщення шару теплоізоляції призводить до зменшення сумарного лінійного термічного опору теплопередачі R_{lK} (рис. 6. 7) і, відповідно, до збільшення тепловтрат $Q_{l_{втр}}$. Теплоізоляція є ефективною тільки за $d_{i3} \geq d_{i3,кр}$.

Для визначення значення $d_{i3,кр}$ скористаємось правилом визначення екстремуму: прирівняєм до нуля похідну по d_{i3} від повного лінійного термічного опору теплопередачі R_{lK} (6. 66).

Внаслідок отримаємо:

$$\frac{d(R_{lK})}{d(d_{i3})} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot d_{i3} \cdot \lambda_{i3}} - \frac{1}{\pi \cdot d_{i3}^2 \cdot \alpha_3} = 0, \quad (6. 67)$$

звідси

$$d_{i3,кр} = \frac{2 \cdot \lambda_{i3}}{\alpha_3}. \quad (6. 68)$$

Наприклад, для теплоізоляції труб, які знаходяться в приміщенні [$\alpha_3 \approx 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$], совелітом [$\lambda_{i3} \approx 0.1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$] значення критичного діаметра дорівнюватиме $d_{i3,кр} = 2 \cdot 0.1 / 10 = 0.02 \text{ м} = 20 \text{ мм}$.

Загалом для зменшення тепловтрат від трубопроводів необхідно,

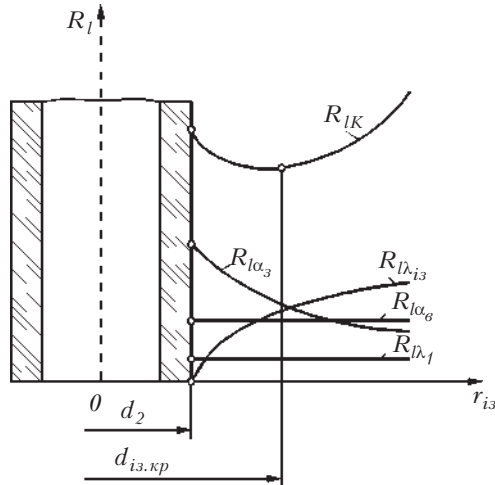


Рис. 6. 7. Залежність лінійних термічних опорів від зовнішнього радіуса теплоізоляції на трубі

Загалом для зменшення тепловтрат від трубопроводів необхідно, щоб $d_{кр} \leq d_6$.

Приклад 6. 11. Визначити товщину теплоізолятора для трубопроводу системи тепlopостачання з надземною повітряною прокладкою. Трубопровід сталевий діаметром $d_3 \times \delta = 219 \times 7$ мм. Нормоване значення густини теплового потоку від 1 м теплоізованого трубопроводу $Q_l = 93$ Вт/м. Середня температура транспортованої гарячої води $\bar{t}_6 = 150$ °С. Температура зовнішнього повітря $t_{нов} = -19$ °С. Середній коефіцієнт тепловіддачі від гарячої води до стінки труби $\bar{\alpha}_6 = 4800$ Вт/(м²·К), а сумарний середній коефіцієнт тепловіддачі конвекцією і випромінюванням від стінки теплоізованого трубопроводу до повітря $\bar{\alpha}_{нов} = 28$ Вт/(м²·К). Коефіцієнт теплопровідності сталі $\lambda = 46.5$ Вт/(м·К). Матеріал теплоізолятора - шлакова вата.

Розв'язування.

Коефіцієнт теплопровідності шлакової вати $\lambda_{із} = 0.076$ Вт/(м·К) (дод. 9).

Підраховуємо критичний діаметр теплоізоляції (6. 68):

$$d_{із,кр} = \frac{2 \cdot \lambda_{із}}{\bar{\alpha}_{нов}} = \frac{2 \cdot 0.076}{28} = 0.0054 \text{ м} < d_6 = 0.205 \text{ м},$$

тобто тепла ізоляція працюватиме ефективно.

Визначаємо необхідний лінійний термічний опір теплопередачі за формулою (6. 35):

$$R_{lK} = \frac{\bar{t}_6 - t_{нов}}{Q_l} = \frac{150 - (-19)}{93} = 1.817 \text{ м·К/Вт}.$$

Лінійний термічний опір теплопровідності теплоізолятора визначаємо за формулою (6. 66)

$$\begin{aligned} R_{l\lambda_{із}} &= R_{lK} - R_{l\bar{\alpha}_6} - R_{l\lambda} - R_{l\bar{\alpha}_{нов}} = R_{lK} - \frac{1}{\bar{\alpha}_6 \cdot \pi \cdot d_6} - \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_3}{d_6} - \frac{1}{\bar{\alpha}_{нов} \cdot \pi \cdot d_3} = \\ &= 1.817 - \frac{1}{4800 \cdot 3.14 \cdot 0.205} - \frac{1}{2 \cdot 3.14 \cdot 46.5} \cdot \ln \frac{0.219}{0.205} - \frac{1}{28 \cdot 3.14 \cdot 0.219} = 1.765 \text{ м·К/Вт}. \end{aligned}$$

Зовнішній діаметр теплової ізоляції підраховуємо за формулою:

$$d_{із} = d_3 \cdot \exp(2 \cdot \pi \cdot \lambda_{із} \cdot R_{l\lambda_{із}}) = 0.219 \cdot \exp(2 \cdot 3.14 \cdot 0.076 \cdot 1.765) = 0.509 \text{ м}.$$

Товщина теплоізолятора

$$\delta_{із} = \frac{d_{із} - d_3}{2} = \frac{0.509 - 0.219}{2} = 0.145 \text{ м}.$$

ОСНОВИ ТЕПЛОВОГО РОЗРАХУНКУ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ

7.1. ТИПИ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ

Теплообмінний апарат (теплообмінник) - це пристрій, призначений для нагрівання або охолодження теплоносія. Найчастіше в теплообмінних апаратах здійснюється передавання теплоти від одного теплоносія до другого, тобто нагрівання одного теплоносія відбувається завдяки охолодженню другого. Виняток становлять теплообмінники з внутрішніми тепловиділеннями, в яких теплота виділяється в самому апараті та йде на нагрівання теплоносія. Це різноманітні електронагрівники і реактори.

Теплообмінники з двома теплоносіями за принципом дії, тобто залежно від способу передавання теплоти від одного теплоносія до другого поділяють на декілька типів: **рекуперативні, регенеративні і змішувальні**.

В рекуперативних апаратах - рекуператорах - теплоносії розділені стінкою і теплота передається від одного теплоносія до другого через розділяючу їх стінку.

В регенеративних апаратах - регенераторах - одна і та сама поверхня твердого тіла омивається навперемінно різними теплоносіями. Під час омивання твердого тіла одним з теплоносіїв тверде тіло нагрівається завдяки носію теплоти; під час омивання твердого тіла другим теплоносієм воно охолоджується, передаючи теплоту останньому. Отже, в регенераторах, крім теплоносіїв, які обмінюються теплотою, необхідна наявність твердих тіл, які сприймають теплоту від одного теплоносія та акумулюють її, а потім віддають іншому.

В змішувальних апаратах передавання теплоти відбувається під час безпосереднього зіткнення і змішування теплоносіїв.

7.1.1. Рекуперативні теплообмінні апарати. В 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, змішувикові тощо. Тобто найпоширенішими є трубчасті

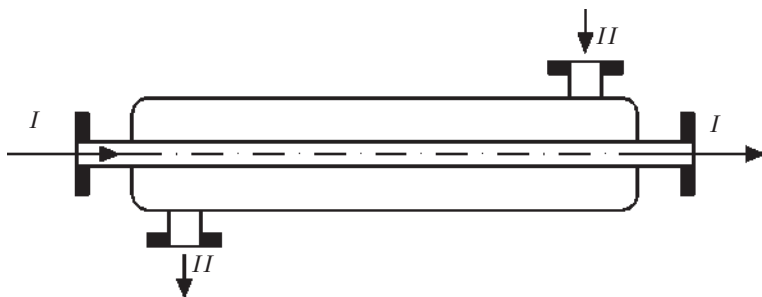


Рис. 7. 1. Найпростіший двотрубний рекупераційний теплообмінник типу “труба в трубі” для передавання теплоти від одного теплоносія (I) до другого (II)

теплообмінники (рис. 7.1...7.3), 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.

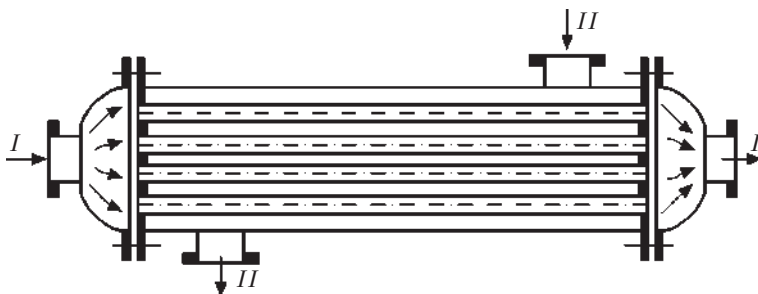


Рис. 7. 2. Найпростіший кожухотрубний рекупераційний теплообмінник для передавання теплоти від одного теплоносія (I) до другого (II)

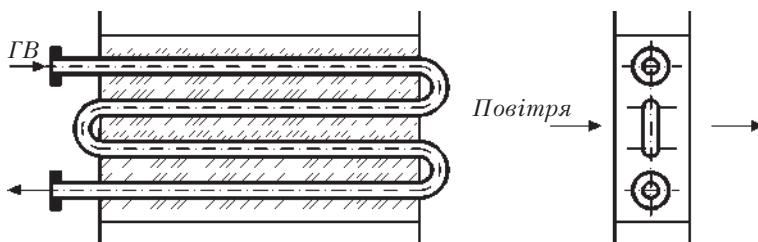


Рис. 7. 3. Змійовиковий рекупераційний повітрянагрівник з вертикальним рядом обрешених труб, сполучених з'єднувальними колінами

7.1.2. Регенеративні теплообмінні апарати. В регенеративних теплообмінниках теплота від одного теплоносія до другого переноситься за допомогою будь-якої третьої допоміжної речовини. Ця речовина (**проміжний теплоносі́й**) нагрівається в потоці гарячого теплоносія, а потім віддає акумульовану теплоту холодному теплоносієві. Для цього необхідно або переносити проміжний теплоносі́й з одного потоку в інший, або періодично перемикаючи потоки теплоносіїв в теплообміннику періодичної дії (рис. 7. 4).

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

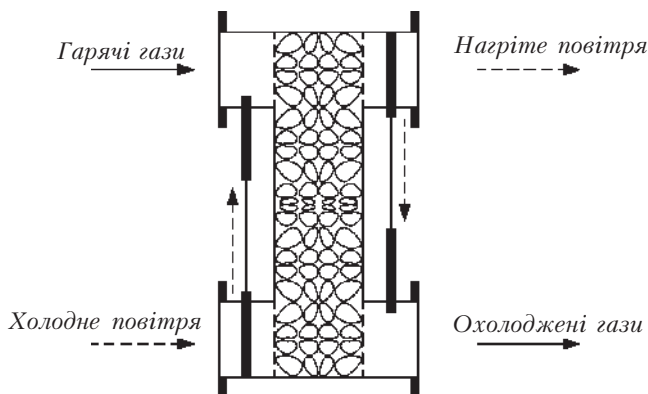


Рис. 7. 4. Регенеративний підігрівник повітря періодичної дії з перемиканням потоків, які рухаються через насадку

7.1.3. Змішувальні теплообмінні 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. 7. 5).

Для підтримання заданих температур в системі гарячого водопостачання ($60\text{ }^{\circ}\text{C} \leq t_{г.в} \leq 75\text{ }^{\circ}\text{C}$) і в нагрівальних приладах ($t_{н.п} \leq 95\text{ }^{\circ}\text{C}$) системи опалення змішують воду, яка надходить з котельні або ТЕЦ ($t_{zap} = 75...150\text{ }^{\circ}\text{C}$), з водою ($t_{зв} = 20...70\text{ }^{\circ}\text{C}$), яка повертається від споживача теплоти (опалюваного приміщення).

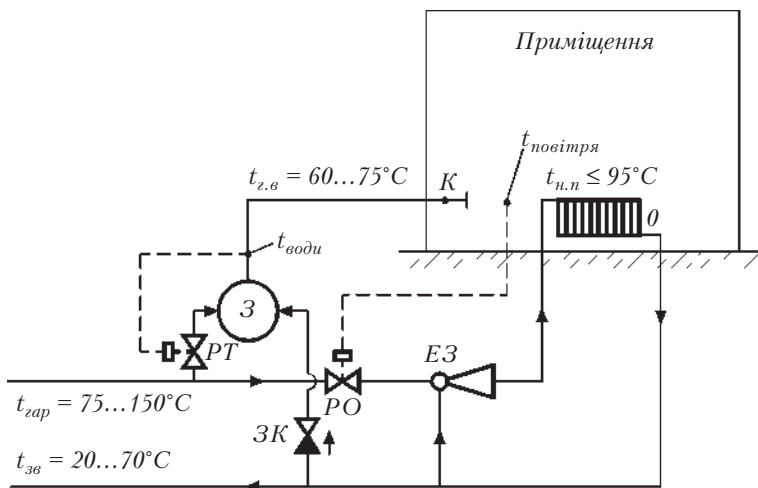


Рис. 7. 5. Використання змішувальних теплообмінників в схемах опалення і гарячого водопостачання: З - змішувач прямої і зворотної води для гарячого водопостачання; ЕЗ - ежектор-змішувач (елеватор) для підтримання допустимої температури в системах опалення; РО - регулятор температури опалюваних приміщень; РТ - регулятор температури гарячої води; ЗК - зворотний клапан; О - опалювальний (нагрівальний) прилад (радіатор); К - кран гарячого водорозбору

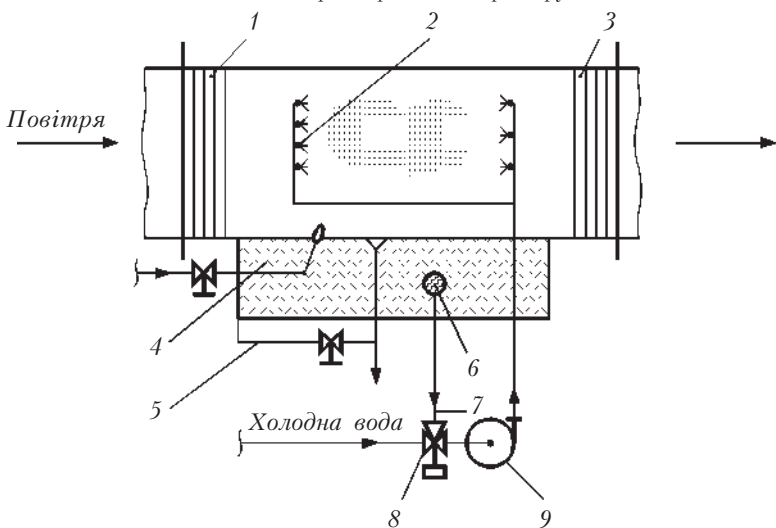


Рис. 7. 6. Змішувальний теплообмінник - дворядна горизонтальна камера зрошення: 1 - входні напрямні пластини; 2 - вертикальні стояки труб з форсунками; 3 - пластини краплеволоків (сепараторів); 4 - трубопровід подавання водопровідної води через шаровий клапан; 5 - перелив і злив води; 6 - водяний фільтр; 7 - трубопровід рециркуляційної води; 8 - триходовий змішувальний клапан; 9 - циркуляційний насос

Використовуються змішувальні теплообмінники і для теплоносіїв, які 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 кондиціювання повітря (рис. 7. 6), в яких повітря (частіше) охолоджується водою; вентиляторні градирні (рис. 7. 7), в яких отримують охолоджену повітрям воду завдяки її випаровуванню, та іншу апаратуру.

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.

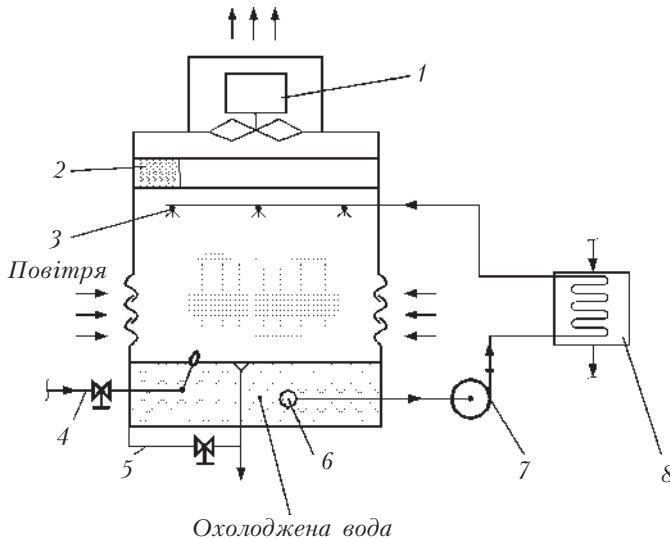


Рис. 7. 7. Змішувальний теплообмінник - вентиляторна градирня:

- 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

7.2. ТЕПЛОВИЙ РОЗРАХУНОК ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ РЕКУПЕРАТИВНОГО ТИПУ

Загальним рівнянням під час розрахунку теплообмінника будь-якого типу є **рівняння теплового балансу** (1. 3), тобто рівняння збереження енергії. Тепловий потік Q_1 , отриманий в теплообміннику під час охолодження гарячого теплоносія (індекс 1) від температури t_{1n} до $t_{1к}$, визначається за формулою:

$$Q_1 = G_1 \cdot c_1 \cdot (t_{1n} - t_{1к}), \quad (7. 1)$$

де G_1 - масова витрата гарячого теплоносія, кг/с; c_1 - середня питома теплоємність (за сталого тиску) гарячого теплоносія за середньої температури $\bar{t}_1$, Дж/(кг·К).

Декілька відсотків (звичайно 3...5%) Q_1 втрачається в навколишнє середовище через стінки теплообмінника, а основна частина $Q_2 = \eta \cdot Q_1$ (ККД теплообмінника $\eta = x_1 = 0.95...0.97$ враховує тепловтрати) передається другому теплоносієві (індекс 2). Тепловий потік Q_2 , отриманий холодним теплоносієм, можна розрахувати аналогічно до рівняння (7. 1):

$$Q_2 = G_2 \cdot c_2 \cdot (t_{2к} - t_{2n}) = \eta \cdot Q_1 = \eta \cdot G_1 \cdot c_1 \cdot (t_{1n} - t_{1к}), \quad (7. 2)$$

де G_2 - масова витрата холодного теплоносія, кг/с; c_2 - середня питома теплоємність (за сталого тиску) холодного теплоносія за середньої температури $\bar{t}_2$, Дж/(кг·К); $t_{2к}$ і t_{2n} - відповідно кінцева і початкова температура холодного теплоносія, °С .

Рівняння теплового балансу (7. 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 рівняння теплопередачі (6. 19), згідно з яким

$$Q_2 = K \cdot F \cdot (t_1 - t_2) = K \cdot F \cdot \Delta t. \quad (7. 3)$$

Під час виведення рівняння (6. 19) припускалось, що температури теплоносіїв t_1 і t_2 сталі. Проте процеси теплопередачі за сталих температур 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 за змінних температур теплоносіїв.

Температури теплоносіїв звичайно змінюються вздовж поверхні розділяючої їх стінки. При цьому температури теплоносіїв можуть залишатись сталими в часі і виражатись залежністю:

$$t = f(F) \quad [t \neq f(\tau)], \quad (7. 4)$$

яка характеризує усталені процеси теплообміну.

Теплопередача за змінних температур теплоносія залежить від взаємного напрямку руху теплоносіїв. В неперервних процесах

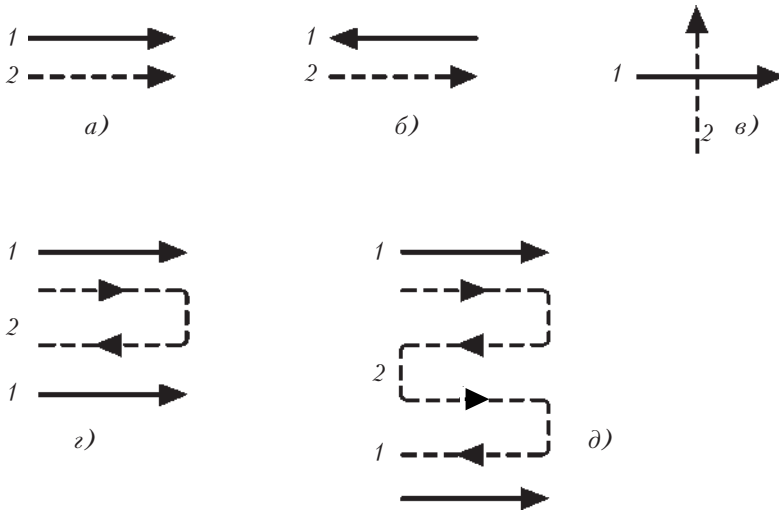


Рис. 7. 8. Схеми руху теплоносіїв у теплообмінниках:
a - прямотечія; *б* - протитечія; *в* - перехресна течія; *г* - проста змішана течія;
д - багаторазово змішана течія

теплообміну можливі такі варіанти напрямку руху рідин (газів) однієї відносно другої вздовж розділяючої їх стінки (рис. 7. 8):

1) **прямотечія**, або **паралельна течія** (рис. 7. 8, *a*), за якої теплоносії рухаються в одному і тому самому напрямку;

2) **протитечія** (рис. 7. 8, *б*), за якої теплоносії рухаються в протилежних напрямках;

3) **перехресна течія** (рис. 7. 8, *в*), за якої теплоносії рухаються взаємоперпендикулярно;

4) **змішана течія**, за якої один з теплоносіїв рухається в одному напрямку, а інший - як прямотечією, так і протитечією до першого. При цьому розрізняють **просту** змішану течію (рис. 7. 8, *г*) і **багаторазово** змішану течію (рис. 7. 8, *д*).

Отже, в рівнянні теплопередачі (7. 3) під час розрахунку процесів теплопередачі за змінних температур **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 в неперервних процесах. Отже маємо **рівняння теплопередачі за змінних температур теплоносіїв**:

$$Q_2 = K \cdot F \cdot \overline{\Delta t}. \quad (7. 5)$$

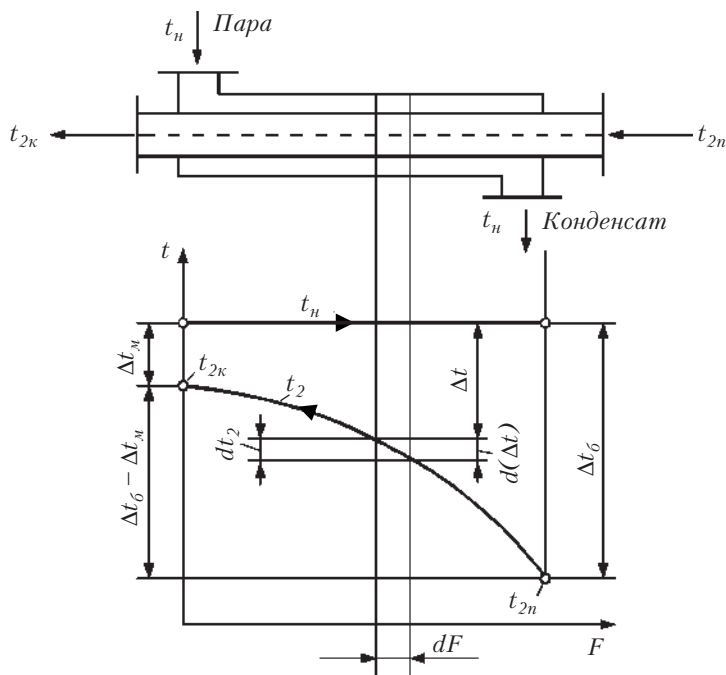


Рис. 7. 9. Розподілення температур теплоносіїв вздовж поверхні теплообмінника, яка нагрівається паром

Визначимо точне значення середнього перепаду температур $\overline{\Delta t}$ за протитечії для простого випадку, коли температура гріючого теплоносія стала (рис. 7. 9). Через диференційно малу площу теплообмінника dF передається тепловий потік (за $G \cdot c = W = \text{const}$)

$$dQ_2 = K \cdot \Delta t \cdot dF, \quad (7. 6)$$

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

$$dt_2 = -d(\Delta t). \quad (7. 7)$$

Тоді

$$dQ_2 = -G_2 \cdot c_2 \cdot dt_2 = G_2 \cdot c_2 \cdot d(\Delta t). \quad (7. 8)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (7. 6) і (7. 8), отримаємо:

$$K \cdot \Delta t \cdot dF = G_2 \cdot c_2 \cdot d(\Delta t). \quad (7. 9)$$

Розділимо змінні і проінтегруємо по F від 0 до F і по Δt від Δt_M до Δt_δ :

$$\int_0^F dF = \frac{G_2 \cdot c_2}{K} \cdot \int_{\Delta t_M}^{\Delta t_\delta} \frac{d(\Delta t)}{\Delta t}. \quad (7. 10)$$

Звідси

$$F = \frac{G_2 \cdot c_2}{K} \cdot \ln \frac{\Delta t_\delta}{\Delta t_M} \quad (7. 11)$$

або

$$G_2 \cdot c_2 = W_2 = \frac{K \cdot F}{\ln \frac{\Delta t_\delta}{\Delta t_M}}. \quad (7. 12)$$

Підставимо отриманий вираз в рівняння теплового балансу (7. 2) для теплообмінника загалом:

$$Q_2 = G_2 \cdot c_2 \cdot (t_{2k} - t_{2n}) = G_2 \cdot c_2 \cdot (\Delta t_\delta - \Delta t_M) = K \cdot F \cdot \frac{\Delta t_\delta - \Delta t_M}{\ln \frac{\Delta t_\delta}{\Delta t_M}}. \quad (7. 13)$$

Порівнюючи вирази (7. 13) і (7. 5), бачимо, що **середній температурний напір є середньологарифмічним**:

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t_\delta - \Delta t_M}{\ln \frac{\Delta t_\delta}{\Delta t_M}}, \quad (7. 14)$$

де Δt_δ і Δt_M - відповідно більша і менша різниця температур теплоносіїв на кінцях теплообмінника.

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

$$\overline{\Delta t} = 0.5 \cdot (\Delta t_\delta + \Delta t_M). \quad (7. 15)$$

Похибка не перевищуватиме 4 %.

Так само отримують вираз для $\overline{\Delta t}$ і за інших схем руху теплоносіїв та зміни їх температур, зображених на рис. 7. 10. Зверніть увагу, що Δt_δ і Δt_M - це **перепади температур між теплоносіями на кінцях теплообмінника**, тільки в прототечійному теплообміннику значення $\Delta t_\delta = \Delta t_n$ завжди дорівнює різниці температур теплоносіїв на вході, $\Delta t_M = \Delta t_k$ - на виході. В протитечійному теплообміннику теплоносії руха-

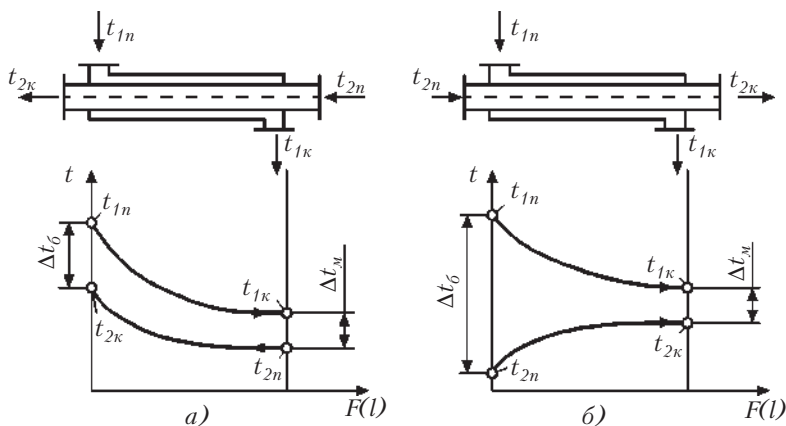


Рис. 7. 10. Розподілення температур теплоносіїв вздовж поверхні теплообмінника:
а - за протитечії; б - за прямотечії

ються 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 наведеному на рис. 7. 9, 7. 10.

На практиці частіше використовують протитечіїні схеми руху, оскільки за однакових температур вхідних і вихідних теплоносіїв середньологарифмічний температурний напір $\overline{\Delta t}$ за протитечії завжди більший, ніж за прямотечії. Згідно з формулою (7. 5) це означає, що для передавання одного й того самого теплового потоку Q за протитечіїної схеми потрібний теплообмінник буде меншої площі. Ще одна перевага протитечіїного теплообмінника полягає в тому, що холодний теплоносій в ньому можливо нагріти до температури вищої, ніж температура гріючого теплоносія на виході $t_{2к} > t_{1к}$ (див. рис. 7. 10). В прямотечіїному теплообміннику цього зробити неможливо, тому що для здійснення процесу теплообміну на виході теплообмінника повинна бути деяка різниця температур $\Delta t_k = t_{1к} - t_{2к}$.

Крім прямотечіїної і протитечіїної схем часто зустрічаються перехресна і змішана течії (рис. 7. 8). Середня різниця температур за перехресної і змішаної течії менша, ніж за протитечії, але більша, ніж за прямотечії. Для розрахунку $\overline{\Delta t}$ для складних схем руху теплоносіїв

спочатку визначають $\overline{\Delta t}_{\text{ном}}$, 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:

$$\overline{\Delta t} = \overline{\Delta t}_{\text{ном}} \cdot \epsilon_{\Delta t}. \quad (7.16)$$

За кількості перехресних ходів більше трьох, наприклад, для широко розповсюджених змійовикових теплообмінників (рис. 7. 8, в) схему руху можна вважати чисто протитечійною або чисто проточетейною.

Здебільшого в критеріальних рівняннях тепловіддачі значення фізико-хімічних констант теплоносія віднесені до його середньої температури, яка визначається так.

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

$$\bar{t}_1 = 0.5 \cdot (t_{1n} + t_{1к}). \quad (7.17)$$

Для другого теплоносія середню температуру визначають за формулою:

$$\bar{t}_2 = \bar{t}_1 \pm \overline{\Delta t}. \quad (7.18)$$

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

7.3. 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 (7. 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 теплоносіїв).

3. За методикою, викладеною вище, розраховують коефіцієнти теп-

ловіддачі $\bar{\alpha}_1$ і $\bar{\alpha}_2$, а після цього за формулою (6. 18) - коефіцієнт теплопередачі K .

Для точного визначення коефіцієнтів тепловіддачі $\bar{\alpha}_1$ і $\bar{\alpha}_2$ потрібно знати температури більш нагрітої поверхні стінки $\bar{t}_{cm1}$ і температури менш нагрітої її поверхні $\bar{t}_{cm2}$.

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

Підставляючи значення $q = Q/F$ з рівняння теплопередачі (7. 5) в рівняння для визначення температур стінки (6. 23) і (6. 25), отримаємо:

$$\bar{t}_{cm1} = \bar{t}_1 - \frac{K \cdot \bar{\Delta t}}{\bar{\alpha}_1}; \quad (7. 19)$$

$$\bar{t}_{cm2} = \bar{t}_2 + \frac{K \cdot \bar{\Delta t}}{\bar{\alpha}_2}. \quad (7. 20)$$

4. За формулою (7. 14) визначають значення $\bar{\Delta t}$.

5. З рівняння теплопередачі (7. 5) визначають площу F теплообмінника.

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

За **перевірного** 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. За середніх температур, які неможливо знайти без знання кінцевих, беруть параметри теплоносіїв для розрахунків коефіцієнтів тепловіддачі.

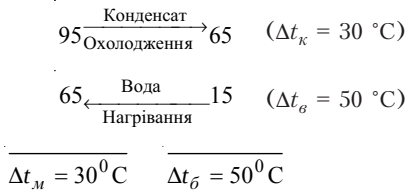
Одним з методів перевірного розрахунку є вже згаданий метод послідовних наближень. Для цього задаються кінцевою температурою одного з теплоносіїв, за рівнянням теплового балансу розраховують кінцеву температуру другого і здійснюють конструктивний розрахунок.

Якщо отримана площа $F_{нотр}$ не збігається з площею поверхні F_d наявного теплообмінника, то розрахунок здійснюють знову, задаючись іншим значенням температури теплоносія на виході. Значну допомогу у виконанні перевірного розрахунку може надати ЕОМ, завдяки якій знижується трудомісткість варіантних розрахунків.

Приклад 7. 1. Визначити поверхню нагрівання і кількість секцій (елементів) теплообмінника типу “труба в трубі” для нагрівання води в системі гарячого водопостачання в кількості $G_{\theta} = 1 \text{ кг/с}$ від $t_{\theta 1} = 15^\circ \text{C}$ до $t_{\theta 2} = 65^\circ \text{C}$ гарячим конденсатом, який рухається в міжтрубному просторі. Температура конденсату початкова $t_{\kappa 1} = 95^\circ \text{C}$, кінцева - $t_{\kappa 2} = 65^\circ \text{C}$. Внутрішня труба діаметром $d_3 \times \delta = 57 \times 3.5 \text{ мм}$, а зовнішня - діаметром $D_3 \times \delta_1 = 89 \times 4 \text{ мм}$. Матеріал труб - сталь Ст. 3. Довжина одного елемента $l = 3 \text{ м}$. Рух середовищ протитечійний.

Розв’язування.

Температурна схема теплообмінника за протитечії:



Тому що $\Delta t_{\theta} / \Delta t_m = 50 / 30 = 1.67 < 2$, то середній температурний напір визначаємо за формулою (7. 15):

$$\bar{\Delta t} = \frac{\Delta t_{\theta} + \Delta t_m}{2} = \frac{50 + 30}{2} = 40^\circ \text{C}.$$

Середня температура конденсату (7. 17):

$$\bar{t}_{\kappa} = \frac{t_{\kappa 1} + t_{\kappa 2}}{2} = \frac{95 + 65}{2} = 80^\circ \text{C}.$$

Середня температура води, яка нагрівається, (7. 18) становить:

$$\bar{t}_{\theta} = \bar{t}_{\kappa} - \bar{\Delta t} = 80 - 40 = 40^\circ \text{C}.$$

З дод. 5 визначаємо для води за $\bar{t}_{\theta} = 40^\circ \text{C}$:

$$\begin{array}{ll}
 c_{\theta} = 4180 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{K}); & \rho_{\theta} = 992 \text{ кг}/\text{м}^3; \\
 \lambda_{\theta} = 0.634 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{K}); & \mu_{\theta} = 656 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}; \\
 \text{Pr}_{\theta} = 4.33; &
 \end{array}$$

для конденсату за $\bar{t}_{\kappa} = 80^\circ \text{C}$:

$$\begin{array}{ll}
 c_{\kappa} = 4190 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{K}); & \rho_{\kappa} = 972 \text{ кг}/\text{м}^3; \\
 \lambda_{\kappa} = 0.675 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{K}); & \mu_{\kappa} = 357 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с}; \\
 \text{Pr}_{\kappa} = 2.22. &
 \end{array}$$

Теплове навантаження теплообмінника за формулою (7. 2) становить:

$$Q = G_{\theta} \cdot c_{\theta} \cdot (t_{\theta 2} - t_{\theta 1}) \cdot x_2 = 1 \cdot 4180 \cdot (65 - 15) \cdot 1.03 = 215270 \text{ Вт},$$

де $x_2 = 1.03$ - коефіцієнт, який враховує тепловтрати в теплообміннику.

Витрату конденсату на нагрівання води визначаємо з рівняння теплового балансу (7. 2):

$$Q = G_{\kappa} \cdot c_{\kappa} \cdot (t_{\kappa 1} - t_{\kappa 2}) = G_{\theta} \cdot c_{\theta} \cdot (t_{\theta 2} - t_{\theta 1}) \cdot x_2,$$

звідси

$$G_{\kappa} = \frac{Q}{c_{\kappa} \cdot (t_{\kappa 1} - t_{\kappa 2})} = \frac{215270}{4190 \cdot (95 - 65)} = 1.71 \text{ кг/с}.$$

Визначаємо площу перерізу:

- внутрішньої труби для води

$$f_{\theta} = \frac{\pi \cdot d_{\theta}^2}{4} = \frac{3.14 \cdot 0.05^2}{4} = 1.963 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2;$$

- міжтрубного простору для конденсату

$$f_{\kappa} = \frac{\pi \cdot (D_{\theta}^2 - d_{\theta}^2)}{4} = \frac{3.14 \cdot (0.081^2 - 0.057^2)}{4} = 2.60 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2.$$

Визначаємо швидкість руху середовищ:

- води

$$w_{\theta} = \frac{G_{\theta}}{\rho_{\theta} \cdot f_{\theta}} = \frac{1}{992 \cdot 1.963 \cdot 10^{-3}} = 0.51 \text{ м/с};$$

- конденсату

$$w_{\kappa} = \frac{G_{\kappa}}{\rho_{\kappa} \cdot f_{\kappa}} = \frac{1.71}{972 \cdot 2.60 \cdot 10^{-3}} = 0.68 \text{ м/с}.$$

Режим руху середовищ знаходимо за критерієм Рейнольдса (3. 9):

- для води

$$\text{Re}_{\theta} = \frac{w_{\theta} \cdot d_{\theta} \cdot \rho_{\theta}}{\mu_{\theta}} = \frac{0.51 \cdot 0.05 \cdot 992}{656 \cdot 10^{-6}} = 38561 > 10^4,$$

- для конденсату

$$\text{Re}_{\kappa} = \frac{w_{\kappa} \cdot d_e \cdot \rho_{\kappa}}{\mu_{\kappa}} = \frac{0.68 \cdot 0.024 \cdot 972}{357 \cdot 10^{-6}} = 44434 > 10^4,$$

де $d_e = D_{\theta} - d_{\theta} = 0.081 - 0.057 = 0.024 \text{ м}$ - еквівалентний діаметр міжтрубного простору (4. 18).

Тобто в обох випадках режим течії рідини є турбулентний.

Тому критерій Нуссельта розраховуємо за формулами:

- для води (4. 13)

$$\overline{\text{Nu}}_{\theta} = 0.021 \cdot \text{Re}_{\theta}^{0.8} \cdot \text{Pr}_{\theta}^{0.43} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_{\theta}}{\text{Pr}_{cm2}} \right)^{0.25} \cdot \varepsilon_I ;$$

- для конденсату (4. 17)

$$\overline{Nu}_\kappa = 0.023 \cdot Re_\kappa^{0.8} \cdot Pr_\kappa^{0.4} \cdot \left(\frac{D_6}{d_3} \right)^{0.45} \cdot \left(\frac{Pr_\kappa}{Pr_{cm1}} \right)^{0.25}.$$

Приймаємо, що коефіцієнт ϵ_l дорівнює 1, маючи $l/d_6 = 3/0.05 = 60 > 50$ (дод. 10).
У зв'язку з тим, що температури стінок з боку конденсату t_{cm1} і води t_{cm2} поки що невідомі, то прийmemo, що множник $(Pr/Pr_{cm})^{0.25}$ дорівнює 1 для обох потоків.

Розраховуємо попередньо критерій Нуссельта та коефіцієнт тепловіддачі:

- для води

$$\overline{Nu}'_\theta = 0.021 \cdot 38561^{0.8} \cdot 4.33^{0.43} \cdot 1 \cdot 1 = 184;$$

$$\overline{\alpha}'_2 = \frac{\overline{Nu}'_\theta \cdot \lambda_\theta}{d_\theta} = \frac{184 \cdot 0.634}{0.05} = 2333 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

- для конденсату

$$\overline{Nu}'_\kappa = 0.023 \cdot 44434^{0.8} \cdot 2.22^{0.4} \cdot \left(\frac{0.081}{0.057} \right)^{0.45} \cdot 1 = 193.7;$$

$$\overline{\alpha}'_1 = \frac{\overline{Nu}'_\kappa \cdot \lambda_\kappa}{d_e} = \frac{193.7 \cdot 0.675}{0.024} = 5448 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Термічний опір теплопровідності стінки і забруднень (дод. 14) становить:

$$\sum R_\lambda = R_{забр1} + \frac{\delta}{\lambda} + R_{забр2} = 1.7 \cdot 10^{-4} + \frac{0.0035}{46.5} + 3.4 \cdot 10^{-4} = 5.85 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт},$$

де $\lambda = 46.5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ - коефіцієнт теплопровідності сталі (дод. 9).

Визначаємо коефіцієнт теплопередачі (6. 18) (як для плоскої стінки, тому що $d_3/d_6 = 0.057/0.05 = 1.14 < 2$):

$$K' = \frac{1}{\frac{1}{\overline{\alpha}'_1} + \sum R_\lambda + \frac{1}{\overline{\alpha}'_2}} = \frac{1}{\frac{1}{5448} + 5.85 \cdot 10^{-4} + \frac{1}{2333}} = 835 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Густина теплового потоку (7. 5) становить:

$$q' = K' \cdot \overline{\Delta t} = 835 \cdot 40 = 33400 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

Орієнтовно визначаємо значення t'_{cm1} і t'_{cm2} , виходячи з того, що

$$q' = K' \cdot \overline{\Delta t} = \overline{\alpha}'_1 \cdot \Delta t'_1 = \frac{1}{\sum R_\lambda} \cdot \Delta t'_{cm} = \overline{\alpha}'_2 \cdot \Delta t'_2,$$

де сума

$$\Delta t'_1 + \Delta t'_{cm} + \Delta t'_2 = \overline{\Delta t}.$$

Отримаємо:

$$\Delta t'_1 = \frac{q'}{\overline{\alpha}'_1} = \frac{33400}{5448} = 6.1 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\Delta t'_{cm} = q' \cdot \sum R_{\lambda} = 33400 \cdot 5.85 \cdot 10^{-4} = 19.5 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$\Delta t'_2 = \frac{q'}{\bar{\alpha}'_2} = \frac{33400}{2333} = 14.3 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Перевірка: сума $\Delta t'_1$, $\Delta t'_{cm}$ і $\Delta t'_2$ дорівнює $\bar{\Delta t}$:

$$6.1 + 19.5 + 14.3 \approx 40 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Звідси:

$$t'_{cm1} = \bar{t}_k - \Delta t'_1 = 80 - 6.1 = 73.9 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$t'_{cm2} = \bar{t}_e + \Delta t'_2 = 40 + 14.3 = 54.3 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Введемо поправки в коефіцієнти тепловіддачі, визначивши відповідні $(Pr/Pr_{cm})^{0.25}$.

Критерій Прандтля (дод. 5) становить:

- для води при $t'_{cm2} = 54.3 \text{ }^{\circ}\text{C}$

$$Pr_{cm2} = 3.29;$$

- для конденсату при $t'_{cm1} = 73.9 \text{ }^{\circ}\text{C}$

$$Pr_{cm1} = 2.42.$$

Уточнені коефіцієнти тепловіддачі:

- для конденсату

$$\bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}'_1 \cdot \left(\frac{Pr_k}{Pr_{cm1}} \right)^{0.25} = 5448 \cdot \left(\frac{2.22}{2.42} \right)^{0.25} = 5332 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

- для води

$$\bar{\alpha}_2 = \bar{\alpha}'_2 \cdot \left(\frac{Pr_e}{Pr_{cm2}} \right)^{0.25} = 2333 \cdot \left(\frac{4.33}{3.29} \right)^{0.25} = 2499 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Виправлені значення K , q , t_{cm1} і t_{cm2} :

$$K = \frac{1}{\frac{1}{5332} + 5.85 \cdot 10^{-4} + \frac{1}{2499}} = 853 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

$$q = K \cdot \bar{\Delta t} = 853 \cdot 40 = 34120 \text{ Вт}/\text{м}^2;$$

$$t_{cm1} = \bar{t}_k - \frac{q}{\bar{\alpha}_1} = 80 - \frac{34120}{5332} = 73.6 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$t_{cm2} = \bar{t}_e + \frac{q}{\bar{\alpha}_2} = 40 + \frac{34120}{2499} = 53.7 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Подальше уточнення $\bar{\alpha}_1$ і $\bar{\alpha}_2$ та інших величин непотрібне, тому що розходження між $\bar{\alpha}'_1$, $\bar{\alpha}_1$ і $\bar{\alpha}'_2$, $\bar{\alpha}_2$ тощо не перевищує 10%.

Тоді розрахункова площа поверхні теплопередачі (7. 5) становить:

$$F' = \frac{Q}{K \cdot \Delta t} = \frac{215270}{853 \cdot 40} = 6.31 \text{ м}^2.$$

З запасом 10%: $F = 1.1 \cdot F' = 1.1 \cdot 6.31 = 6.94 \text{ м}^2$.

Площа поверхні теплообміну одного елемента довжиною $l = 3 \text{ м}$ становить:

$$F_1 = \pi \cdot d_p \cdot l = \pi \cdot \bar{d} \cdot l = 3.14 \cdot 0.05 \cdot 3 = 0.471 \text{ м}^2,$$

де $d_p = d_{\text{с}} = 0.05 \text{ м}$ у випадку, коли $\bar{\alpha}_1 > \bar{\alpha}_2$.

Кількість елементів в теплообміннику:

$$n = \frac{F}{F_1} = \frac{6.94}{0.471} = 14.7 \approx 15.$$

Розділ восьмий

ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

В природі і техніці здебільшого процеси теплообміну супроводжуються перенесенням маси одного компонента відносно маси другого. Так, наприклад, відбувається випаровування рідини в парогазовий потік. Випарувана рідина методом дифузії поширюється в парогазовому потоці.

Масообміном (дифузією) називають самочинний процес перенесення маси в просторі, який прямує до встановлення всередині фаз рівноважного розподілення концентрацій. Під процесом перенесення маси розуміють обмін масою між окремими елементами і між ділянками розгляданого середовища.

8.1. СПОСОБИ ПЕРЕНЕСЕННЯ МАСИ

В однорідній за температурами і тисками суміші процес дифузії скерований до вирівнювання концентрацій в системі; при цьому відбувається перенесення речовини з ділянки з більшою в ділянку з меншою концентрацією. Закономірності перенесення маси і кількісні характеристики цього процесу є предметом дослідження теорії масообміну. Надалі розглядатимемо насамперед процеси масообміну в газоподібних двокомпонентних (бінарних) середовищах. Ці задачі мають велике практичне значення.

Аналогічно перенесенню теплоти (теплообмін) перенесення маси (масообмін) може здійснюватись двома основними способами: молекулярною дифузією, або просто дифузією і конвективною дифузією.

Молекулярна дифузія - це процес перенесення маси тільки завдяки безладному тепловому рухові атомів і молекул (мікрочастинок) відповідної речовини. Інтенсивно молекулярна дифузія відбувається в газах, оскільки молекули в них рухливіші, ніж в рідинах і твердих тілах.

В рідинах і газах поряд з молекулярною дифузією можлива і конвективна. **Конвективна дифузія** - це процес перенесення маси завдяки переміщенню макроскопічних об'ємів речовини.

Перенесення речовини всередині фази може здійснюватись тільки **молекулярною дифузією** або **конвективною** і **молекулярною дифузією** одночасно. Лише молекулярною дифузією речовина переноситься тільки в нерухомому середовищі. В турбулентному потоці перенесення молекулярною дифузією переважає тільки поблизу границі фази.

У вентиляції та кондиціюванні повітря доводиться розраховувати конвективне перенесення маси від поверхні рідини (частіше води) в газове середовище (повітря). Такий процес називають **конвективною масовіддачею**.

Часто процеси перенесення теплоти супроводжуються перенесенням речовини. Наприклад, під час випаровування води у повітря окрім теплообміну спостерігається і перенесення утвореної пари в пароповітряну суміш. Загалом перенесення пари здійснюється як молекулярно, так і конвективно. Сумісне молекулярне і конвективне перенесення маси називають **конвективним масообміном**. За наявності масообміну процес теплообміну ускладнюється. Теплота додатково може переноситись разом з масою дифундуючих речовин.

Загалом перенесення теплоти в суміші різних речовин може спричинятись неоднорідним розподіленням інших фізичних величин, окрім температури. Наприклад, різниця концентрацій компонентів суміші призводить до додаткового молекулярного перенесення теплоти (**дифузійного термо ефекту**). Переважно перенесення теплоти, зумовлене подібними ефектами, порівняно незначне і, як правило, ним можна знехтувати.

Здебільшого процеси масоперенесення аналогічні відповідним процесам теплоперенесення: молекулярна дифузія - теплопровідності, конвективне масоперенесення - конвективному теплоперенесенню. Аналогічні процеси описуються аналогічними за формою математичними рівняннями, тому більша кількість висновків і формул стосовно теплоперенесення, яке ми вже розглядали докладніше, можуть бути використані і для процесів перенесення маси.

8.2. КІЛЬКІСНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕНЕСЕННЯ МАСИ

Дифузія характеризується **густиною потоку маси (питомим потоком маси)** компонента, тобто кількістю речовини, яка переноситься за одиницю часу через одиницю площі поверхні (в напрямку нормалі до неї). Ця величина вимірюється в $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ і звичайно позначається ***m***. Густина потоку маси є вектором.

Кількість маси, яка переноситься за одиницю часу через довільну поверхню F в теорії масообміну прийнято називати **потокм маси** і позначати буквою M . Одиницею її вимірювання звичайно є кг/с.

Кількість маси, яка переноситься за довільний проміжок часу τ через довільну поверхню F , будемо позначати M_τ , кг.

Використовуючи ці позначення, можна записати співвідношення між розглянутими величинами:

$$m = \frac{M}{F} = \frac{M_\tau}{F \cdot \tau} \quad (8.1)$$

Мірою маси відповідного компонента, який міститься в одиниці об'єму двокомпонентної суміші, є **концентрація**. Ця величина вимірюється в кг/м³ і звичайно позначається C . Вочевидь, що концентрація фактично відповідає густині компонента в даній точці об'єму.

Для суміші ідеальних газів згідно з **основним рівнянням газового стану Клапейрона** маємо таку залежність між концентрацією і парціальним тиском відповідного компонента:

$$C = \frac{M_\kappa}{R \cdot T} \cdot p, \quad (8.2)$$

де M_κ - мольна маса відповідного розподіленого компонента, кг/кмоль; $R = 8314$ Дж/(кмоль·К) - універсальна газова стала; $T = 273 + t$ - абсолютна температура суміші газів, К; p - парціальний тиск відповідного розподіленого компонента, Па.

8.3. МАСОВИЙ (МАТЕРІАЛЬНИЙ) БАЛАНС

Потік маси вираховується складанням і розв'язуванням масових балансів, заснованих на законі збереження маси.

Нехай, наприклад, витрата повітря (його сухої частини) G , кг/с, концентрація водяної пари початкова C_1 , кг/м³, (відповідний парціальний тиск p_1 , Па), кінцева - C_2 , кг/м³, (p_2 , Па). Початкова густина повітря ρ_1 , кг/м³, кінцева - ρ_2 , кг/м³.

Тоді кількість водяної пари, яка надійшла в повітряний потік, за **рівнянням масового балансу** становить:

$$M = W = G \cdot \left(\frac{C_2}{\rho_2} - \frac{C_1}{\rho_1} \right) = G \cdot \frac{M_n}{M_{с.нов}} \cdot \left(\frac{p_2}{p_{с.нов2}} - \frac{p_1}{p_{с.нов1}} \right), \text{ кг/с}, \quad (8.3)$$

де $M_n = 18$ кг/кмоль і $M_{с.нов} = 29$ кг/кмоль - відповідно мольна маса

водяної пари і сухого повітря; $p_{c.нов1}$ і $p_{c.нов2}$ - парціальний тиск сухого повітря, відповідно, початковий і кінцевий, Па.

Необхідно зауважити, що згідно із **законом Дальтона** сума парціального тиску водяної пари p і парціального тиску сухого повітря $p_{c.нов}$ за однакових умов дорівнює повному барометричному тиску P .

Відношення C/ρ - це вологовміст повітря, який позначається через x (або $d/1000$) і має одиницю вимірювання кг/кг сух.пов.

Отже отримаємо:

$$M = W = G \cdot (x_2 - x_1), \text{ кг/с.} \quad (8. 4)$$

Розділ дев'ятий

МОЛЕКУЛЯРНА ДИФУЗІЯ

9.1. 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 продифундувала за час $d\tau$ через елементарну поверхню dF (нормальну до напрямку дифузії), пропорційна градієнтові концентрації цієї речовини:

$$dM_\tau = -D \cdot dF \cdot d\tau \cdot \frac{\partial C}{\partial n}, \quad (9. 1)$$

або

$$M_\tau = -D \cdot F \cdot \tau \cdot \frac{\partial C}{\partial n}. \quad (9. 2)$$

З виразу (9. 2) випливає, що густина потоку маси речовини, яка є кількістю речовини M_τ , кг, яка переноситься молекулярною дифузією через одиницю поверхні ($F = 1 \text{ м}^2$) за одиницю часу ($\tau = 1 \text{ с}$), становить:

$$\mathbf{m} = \frac{M_\tau}{F \cdot \tau} = -D \frac{\partial C}{\partial n} = -D \text{grad } C, \quad (9. 3)$$

де $\mathbf{m}$ - густина потоку маси (питомий потік маси даного компонента суміші, скерований назустріч градієнтові концентрації), кг/(м²·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 перенесення 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 Клапейрона, можна записати так:

$$m = -D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial n} = -D_p \cdot \text{grad } p, \quad (9.4)$$

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**, $\text{Па}/\text{м}$.

9.2. 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 (9. 3) коефіцієнт молекулярної дифузії виражається так:

$$D = \frac{|m|}{|\text{grad } C|}, \quad \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кг}/\text{м}^3} = \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad (9.5)$$

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

Для газів за градієнта парціальних тисків відповідно маємо:

$$D_p = \frac{|\mathbf{m}|}{|\text{grad } p|}, \quad \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Па}} = \text{с}. \quad (9.6)$$

Коефіцієнт D_p вказує на значення густини потоку маси за градієнта парціальних тисків, який дорівнює одиниці.

Співвідношення між коефіцієнтами молекулярної дифузії D_p і D таке:

$$D_p = \frac{M_k}{R \cdot T} \cdot D. \quad (9.7)$$

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, за яких відбувається процес молекулярної дифузії.

9.2.1. Коефіцієнт молекулярної дифузії газу в газі. За відсутності експериментальних даних коефіцієнт молекулярної дифузії газу A в газі B (або газу B в газі A) може бути визначений за формулою:

$$D_r = \frac{4.27 \cdot 10^{-2} \cdot T^{3/2}}{P \cdot (v_A^{1/3} + v_B^{1/3})^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}}, \quad \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad (9.8)$$

де T - абсолютна температура газів, К; P - загальний (абсолютний) тиск, Па; v_A і v_B - мольні об'єми газів A і B , які визначають як суму атомних об'ємів елементів, що містяться в газі (їх значення наводяться у відповідних довідниках), $\text{см}^3/\text{моль}$; M_A і M_B - мольні маси газів A і B , $\text{кг}/\text{кмоль}$.

Для суміші водяної пари і сухого повітря формула (9.8) набирає вигляду:

$$D_r = \frac{3.85 \cdot 10^{-4} \cdot T^{3/2}}{P}, \quad \frac{\text{м}^2}{\text{с}}. \quad (9.9)$$

Коефіцієнт дифузії газу A в газі B знаходиться в межах $D_r = (0.1...1) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

Як видно з формули (9. 8), якщо відоме значення коефіцієнта молекулярної дифузії D_{r1} за температури T_1 і тиску P_1 , то його значення D_{r2} за температури T_2 і тиску P_2 можна визначити за рівнянням:

$$D_{r2} = D_{r1} \cdot \frac{P_1}{P_2} \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{3/2}, \quad \frac{\text{м}^2}{\text{с}}. \quad (9. 10)$$

За нормальних умов коефіцієнт молекулярної дифузії водяної пари у повітрі $D_0 = 0.219 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, двоокису вуглецю - $D_0 = 0.138 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, аміаку - $D_0 = 0.17 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

Приклад 9. 1. Розрахувати коефіцієнт молекулярної дифузії водяної пари в сухому повітрі за атмосферного тиску $P = 101325 \text{ Па}$ і температури $t = 20^\circ \text{C}$.

Розв'язування.

Вологе повітря умовно розглядаємо як суміш двох ідеальних газів сухого повітря A і водяної пари B , які постійно дифундують один в другому.

Молекулярна маса:

- сухого повітря (дод. 2)

$$M_{c.нов} = M_A = 29 \text{ кг/кмоль};$$

- водяної пари (дод. 6)

$$M_n = M_B = 18 \text{ кг/кмоль}.$$

Мольний об'єм (дод. 15):

- сухого повітря

$$v_{c.нов} = v_A = 29.9 \text{ см}^3/\text{моль};$$

- водяної пари

$$v_n = v_B = 18.9 \text{ см}^3/\text{моль}.$$

Абсолютна температура:

$$T = 273 + t = 273 + 20 = 293 \text{ К}.$$

Коефіцієнт молекулярної дифузії визначаємо за формулою (9. 8):

$$\begin{aligned} D_r &= \frac{4.27 \cdot 10^{-2} \cdot T^{3/2}}{P \cdot (v_A^{1/3} + v_B^{1/3})^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}} = \frac{4.27 \cdot 10^{-2} \cdot T^{3/2}}{P \cdot (29.9^{1/3} + 18.9^{1/3})^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{29} + \frac{1}{18}} = \\ &= \frac{3.85 \cdot 10^{-4} \cdot T^{3/2}}{P} = \frac{3.85 \cdot 10^{-4} \cdot 293^{3/2}}{101325} = 1.91 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}. \end{aligned}$$

За експериментальними даними (дод. 16) отримуємо:

$$D_r = D_0 \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} = 2.19 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{293}{273} \right)^{3/2} = 2.44 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Похибка розрахунків становить:

$$\frac{2.44 - 1.91}{1.91} \cdot 100 = 27.7\%.$$

9.2.2. Коефіцієнт молекулярної дифузії газів або краплинних рідин в рідинах. Його можна обчислити за формулою:

$$D_{pid} = \frac{8.2 \cdot 10^{-15} \cdot T}{\mu_B \cdot \nu_A^{1/3}} \cdot \left[1 + \left(\frac{3 \cdot \nu_B}{\nu_A} \right)^{2/3} \right], \quad \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad (9. 11)$$

де μ_B - динамічний коефіцієнт в'язкості розчинника, Па·с; A - газ або краплинна рідина; B - рідина (розчинник).

Коефіцієнт молекулярної дифузії газу в рідині D_{pid_t} (за температури t) пов'язаний з коефіцієнтом молекулярної дифузії $D_{pid_{20}}$ (за температури 20 °С) такою наближеною залежністю:

$$D_{pid_t} = D_{pid_{20}} \cdot [1 + b \cdot (t - 20)], \quad \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad (9. 12)$$

в якій температурний коефіцієнт можна визначити за емпіричною формулою:

$$b = \frac{0.2 \cdot \sqrt{\mu_B}}{\sqrt[3]{\rho_B}}, \quad \frac{1}{\text{К}} \left(\frac{1}{^\circ\text{C}} \right), \quad (9. 13)$$

де μ_B - динамічний коефіцієнт в'язкості рідини за 20 °С, мПа·с; ρ_B - густина рідини за 20 °С, кг/м³.

За 20 °С коефіцієнт молекулярної дифузії аміаку у воді $D_{20} = 0.183 \cdot 10^{-8}$ м²/с, двоокису вуглецю - $D_{20} = 0.178 \cdot 10^{-8}$ м²/с, азоту - $D_{20} = 0.192 \cdot 10^{-8}$ м²/с.

Коефіцієнт молекулярної дифузії газу в рідину в $10^4 \dots 10^5$ разів менше від коефіцієнта молекулярної дифузії газу в середовище іншого газу.

Коефіцієнт молекулярної дифузії в розведених розчинах можна визначити за формулою:

$$D_{розч} = \frac{7.4 \cdot 10^{-12} \cdot T}{\mu_B \cdot \nu_A^{0.6}} \cdot \sqrt{\beta \cdot M_B}, \quad \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, \quad (9. 14)$$

де M_B - мольна маса розчинника, кг/кмоль; ν_A - мольний об'єм дифундуючої речовини, см³/моль; μ_B - динамічний коефіцієнт в'язкості розчинника, мПа·с; β - параметр, який враховує асоціацію молекул розчинника і становить:

для води	2.6
для метилового спирту	1.9
для етилового спирту	1.5
для бензолу, ефіру, гептану	1.0

Приклад 9. 2. Розрахувати коефіцієнт молекулярної дифузії аміаку у воді за $t = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Розв'язування.

Мольний об'єм (дод. 15):

- аміаку

$$v_{\text{NH}_3} = v_A = 25.8\text{ см}^3/\text{моль};$$

- води

$$v_{\text{H}_2\text{O}} = v_B = 14.8\text{ см}^3/\text{моль}.$$

Динамічний коефіцієнт в'язкості розчинника за $t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (дод. 5) становить:

$$\mu_B = 1005 \cdot 10^{-6}\text{ Па}\cdot\text{с}.$$

Абсолютна температура

$$T = 273 + t = 273 + 20 = 293\text{ К}.$$

Коефіцієнт молекулярної дифузії за $t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ визначаємо за формулою (9. 11):

$$\begin{aligned} D_{pid_{20}} &= \frac{8.2 \cdot 10^{-15} \cdot T}{\mu_B \cdot v_A^{1/3}} \cdot \left[1 + \left(\frac{3 \cdot v_B}{v_A} \right)^{2/3} \right] = \frac{8.2 \cdot 10^{-15} \cdot T}{\mu_B \cdot 25.8^{1/3}} \cdot \left[1 + \left(\frac{3 \cdot 14.8}{25.8} \right)^{2/3} \right] = \\ &= \frac{6.76 \cdot 10^{-15} \cdot T}{\mu_B} = \frac{6.76 \cdot 10^{-15} \cdot 293}{1005 \cdot 10^{-6}} = 1.97 \cdot 10^{-9}\text{ м}^2/\text{с}. \end{aligned}$$

За експериментальними даними (дод. 17) маємо:

$$D_{pid_{20}} = 1.8 \cdot 10^{-9}\text{ м}^2/\text{с}.$$

Похибка розрахунків становить:

$$\frac{1.97 - 1.8}{1.97} \cdot 100 = 8.6\%.$$

Густина води за $t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (дод. 5):

$$\rho_B = 998\text{ кг}/\text{м}^3.$$

Розраховуємо температурний коефіцієнт за формулою (9. 13):

$$b = \frac{0.2 \cdot \sqrt{\mu_B}}{\sqrt[3]{\rho_B}} = \frac{0.2 \cdot \sqrt{1.005}}{\sqrt[3]{998}} = 0.02\text{ }1/\text{К},$$

де $\mu_B = 1.005\text{ мПа}\cdot\text{с}$ - динамічний коефіцієнт в'язкості води за $t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Шуканий коефіцієнт молекулярної дифузії за $t = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ (9. 12) становить:

$$\begin{aligned} D_{pid_{40}} &= D_{pid_{20}} \cdot [1 + b \cdot (t - 20)] = D_{pid_{20}} \cdot [1 + 0.02 \cdot (t - 20)] = \\ &= 1.97 \cdot 10^{-9} \cdot [1 + 0.02 \cdot (40 - 20)] = 2.76 \cdot 10^{-9}\text{ Па}\cdot\text{с}. \end{aligned}$$

Для порівняння вирахуємо коефіцієнт молекулярної дифузії аміаку у воді за $t = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ за формулою (9. 14):

$$D_{розч40} = \frac{7.4 \cdot 10^{-12} \cdot T}{\mu_B \cdot \nu_A^{0.6}} \cdot \sqrt{\beta \cdot M_B} = \frac{7.4 \cdot 10^{-12} \cdot T}{\mu_B \cdot 25.8^{0.6}} \cdot \sqrt{2.6 \cdot 18} = \frac{7.2 \cdot 10^{-12} \cdot T}{\mu_B} =$$

$$= \frac{7.2 \cdot 10^{-12} \cdot (273 + 40)}{0.656} = 3.44 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с},$$

де $\beta = 2.6$ - параметр, який враховує асоціацію молекул води;

$M_B = 18 \text{ кг/кмоль}$ - мольна маса води (дод. 6);

$\mu_B = 0.656 \text{ мПа}\cdot\text{с}$ - динамічний коефіцієнт в'язкості води за $t = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ (дод. 5).

Похибка становить:

$$\frac{3.44 - 2.76}{2.76} \cdot 100 = 24.6\%.$$

9.3. СТАЦІОНАРНА ОДНОМІРНА МОЛЕКУЛЯРНА ДИФУЗИЯ

Розглянемо перенесення маси речовини молекулярною дифузиею через плоский шар іншої нерухомої речовини, обмеженої стінками, (рис. 9. 1) (або через нерухому плоску плівку) площею F і товщиною δ за час τ , довжина і ширина шару безмежно великі порівняно з його товщиною; вісь x розташована по нормалі до поверхні стінки (плівки). Концентрації дифундуючої речовини на протилежних поверхнях стінки (або на поверхнях плівки) рівні C_{cm1} і C_{cm2} , причому $C_{cm1} > C_{cm2}$. Під час усталеного процесу маса речовини, підведеної до стінки (плівки) і відведеної від неї, повинні бути однакові і не змінюватись в часі.

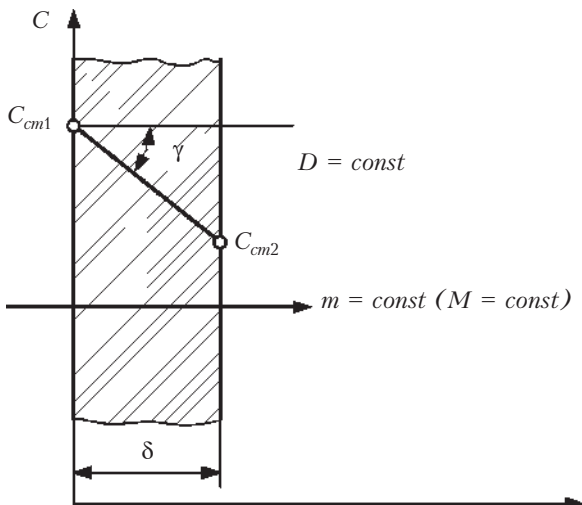


Рис. 9. 1. Стаціонарне розподілення концентрації дифундуючої речовини по товщині плоского шару іншої речовини (або плоскої плівки)

Приймаємо, що концентрація змінюється тільки в напрямку осі x , тобто **концентраційне поле одновірне** ($\frac{\partial C}{\partial y} = 0$ і $\frac{\partial C}{\partial z} = 0$).

Враховуючи, що для одновірного випадку

$$\text{grad } C = \frac{dC}{dx}, \quad (9.15)$$

і використовуючи перший закон молекулярної дифузії Фіка (9.3), отримуємо диференціальне рівняння стаціонарної молекулярної дифузії в плоскому шарі нерухокої речовини (або в плоскій нерухомій плівці):

$$m = -D \cdot \frac{dC}{dx}. \quad (9.16)$$

Здебільшого в практичних задачах припускають, що коефіцієнт молекулярної дифузії D не залежить від концентрації і температури і однаковий по всій товщині шару. Значення D визначають за довідниками за температури

$$\bar{t} = 0.5 \cdot (t_{cm1} + t_{cm2}), \quad (9.17)$$

середній між температурами поверхонь стінки (плівки).

Тоді

$$-\frac{m}{D} = \frac{dC}{dx} = \text{tg}\gamma = \text{const}, \quad (9.18)$$

тобто залежність концентрації C від координати x лінійна (див. рис. 9.1).

Розділивши змінні в рівнянні (9.16) і проінтегрувавши ліву і праву частини по C від C_{cm1} до C_{cm2} і по x від 0 до δ :

$$\int_{C_{cm1}}^{C_{cm2}} dC = -\frac{m}{D} \int_0^{\delta} dx, \quad (9.19)$$

отримаємо залежність для розрахунку густини потоку маси:

$$m = \frac{D}{\delta} \cdot (C_{cm1} - C_{cm2}), \quad (9.20)$$

або

$$M_{\tau} = m \cdot F \cdot \tau = \frac{D}{\delta} \cdot (C_{cm1} - C_{cm2}) \cdot F \cdot \tau. \quad (9.21)$$

Для безперервного процесу перенесення маси речовини молекулярною дифузією за $\tau = 1$ с рівняння (9.21) набуває вигляду:

$$M = m \cdot F = \frac{D}{\delta} \cdot (C_{cm1} - C_{cm2}) \cdot F. \quad (9.22)$$

Рівняння (9.20)...(9.22) є рівняннями молекулярної дифузії в плоскому шарі нерухомої речовини (або в плоскій нерухомій плівці) для стаціонарного процесу масообміну, за якими можна вирахувати масу речовини, яка дифундує через цей шар (або плівку) площею $F = 1 \text{ м}^2$ або F і товщиною δ за час $\tau = 1 \text{ с}$ або τ .

Рівняння (9.20)...(9.22) аналогічні рівнянням теплопровідності плоскої стінки для усталеного процесу теплообміну, відповідно (2.31)... (2.33).

Приклад 9.3. Визначити потік води (водяної пари) для усталеного режиму, якщо вона переноситься молекулярною дифузиею у повітрі від однієї стінки приміщення до іншої. Біля першої стінки, яка має температуру $t_{cm1} = 15 \text{ }^\circ\text{C}$, є джерело води, яке підтримує її концентрацію біля стінки C_{cm1} за відносної вологості повітря $\phi_1 = 100 \%$, біля другої - з температурою $t_{cm2} = 18 \text{ }^\circ\text{C}$, вода постійно відводиться, підтримуючи концентрацію води біля неї C_{cm2} за відносної вологості повітря $\phi_2 = 20\%$. Площа поверхні стінок $F = 3.3 \times 4.0 = 13.2 \text{ м}^2$. Відстань між стінками (довжина приміщення) $\delta = 6 \text{ м}$. Дією різниці температур на процес знехтувати. Атмосферний тиск в приміщенні $P = P_1 = P_2$.

Розв'язування.

З дод. 12 знаходимо парціальний тиск насиченої водяної пари у повітрі:

- за $t_{cm1} = 15 \text{ }^\circ\text{C}$

$$p_1^H = 0.0171 \cdot 10^5 \text{ Па};$$

- за $t_{cm2} = 18 \text{ }^\circ\text{C}$

$$p_2^H = 0.0209 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

З формули для визначення відносної вологості повітря ($\phi = p \cdot 100 / p^H, \%$) отримаємо парціальний тиск водяної пари у повітрі біля стінок:

$$p_1 = \frac{\phi_1 \cdot p_1^H}{100} = \frac{100 \cdot 0.0171 \cdot 10^5}{100} = 0.0171 \cdot 10^5 \text{ Па},$$

тобто за $\phi = 100\% \quad p = p^H$;

$$p_2 = \frac{\phi_2 \cdot p_2^H}{100} = \frac{20 \cdot 0.0209 \cdot 10^5}{100} = 418 \text{ Па}.$$

Визначаємо концентрацію водяної пари біля стінок (8.2):

$$C_{cm1} = \frac{M_{H_2O}}{R \cdot T_{cm1}} \cdot p_1 = \frac{18}{8314 \cdot (273 + 15)} \cdot 0.0171 \cdot 10^5 = 0.0129 \text{ кг/м}^3;$$

$$C_{cm2} = \frac{M_{H_2O}}{R \cdot T_{cm2}} \cdot p_2 = \frac{18}{8314 \cdot (273 + 18)} \cdot 418 = 0.0031 \text{ кг/м}^3,$$

де $M_{H_2O} = 18 \text{ кг/кмоль}$ - мольна маса водяної пари (дод. 6);

$R = 8314 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}$ - універсальна газова стала.

З дод. 16 знаходимо коефіцієнт молекулярної дифузії водяної пари у повітрі за 0°C :

$$D_0 = 21.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Визначаємо середню температуру процесу:

$$\bar{t} = 0.5 \cdot (t_{cm1} + t_{cm2}) = 0.5 \cdot (15 + 18) = 16.5^\circ \text{C}.$$

Визначаємо коефіцієнт молекулярної дифузії за $\bar{t} = 16.5^\circ \text{C}$ за формулою (9. 10):

$$D = D_0 \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = D_0 \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = 21.9 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{273 + 16.5}{273} \right)^{3/2} = 23.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Остаточню розраховуємо потік вологи молекулярною дифузією від однієї стінки приміщення до іншої (9. 22):

$$\begin{aligned} M &= \frac{D}{\delta} \cdot (C_{cm1} - C_{cm2}) \cdot F = \frac{23.9 \cdot 10^{-6}}{6} \cdot (0.0129 - 0.0031) \cdot 13.2 = 5.15 \cdot 10^{-7} \text{ кг/с} = \\ &= 1.854 \cdot 10^{-3} \text{ кг/год} = 44.5 \text{ г/добу}. \end{aligned}$$

Приклад 9. 4. Визначити потік водяної пари для усталеного режиму, якщо вона переноситься молекулярною дифузією через зовнішню стіну приміщення будинку. Зовнішня стіна товщиною $\delta = 380 \text{ мм}$ викладена зі звичайної глиняної цегли на цементно-піщаному розчині $\rho_0 = 1800 \text{ кг/м}^3$. Площа стіни: $F = 3.3 \times 4.0 = 13.2 \text{ м}^2$. Параметри внутрішнього повітря: температура $t_\theta = 18^\circ \text{C}$, відносна вологість повітря $\phi_\theta = 50\%$. Параметри зовнішнього повітря: $t_3 = -4.0^\circ \text{C}$, $\phi_3 = 80\%$.

Розв'язування.

З дод. 3* [36] отримаємо коефіцієнт молекулярної дифузії водяної пари в матеріалі зовнішньої стіни (паропроникність):

$$D_p = 0.11 \text{ мг/(м} \cdot \text{год} \cdot \text{Па)} = 3.06 \cdot 10^{-11} \text{ с}.$$

З дод. 12 визначаємо парціальний тиск насиченої водяної пари у повітрі:

- внутрішньому за $t_\theta = 18^\circ \text{C}$

$$p_1'' = 2088 \text{ Па};$$

- зовнішньому за $t_3 = -4.0^\circ \text{C}$

$$p_2'' = 454 \text{ Па}.$$

З формули для визначення відносної вологості повітря ($\phi = p \cdot 100/p''$, %) отримаємо відповідний парціальний тиск (пружність) водяної пари:

$$p_1 = \frac{\varphi_6 \cdot p_1^H}{100} = \frac{50 \cdot 2088}{100} = 1044 \text{ Па};$$

$$p_2 = \frac{\varphi_3 \cdot p_2^H}{100} = \frac{80 \cdot 454}{100} = 363 \text{ Па}.$$

Остаточний потік водяної пари з приміщення до зовнішнього повітря (9.22) становить:

$$M = \frac{D_p}{\delta} \cdot (p_1 - p_2) \cdot F = \frac{3.06 \cdot 10^{-11}}{0.38} \cdot (1044 - 363) \cdot 13.2 = 7.24 \cdot 10^{-7} \text{ кг/с} = \\ = 2606 \text{ мг/год}.$$

В даному прикладі нехтуємо опором паропроникненню біля внутрішньої і зовнішньої поверхонь стіни, тобто вважаємо, що $p_{в,н} = p_1$ і $p_{з,н} = p_2$.

Розділ десятий

КОНВЕКТИВНИЙ МАСООБМІН

(масовіддача)

10.1. ОСНОВНИЙ ЗАКОН КОНВЕКТИВНОЇ МАСОВІДДАЧІ

Розглянемо цей процес під час безпосереднього контакту повітря з поверхнею рідини, коли відбувається процес її випаровування. Такий процес є комплексним і поєднує в собі не тільки явище перенесення теплоти, але й явище перенесення маси речовини (тобто вологи), які супроводжуються зміною термодинамічного стану повітрянопарової суміші. Визначення кількості випаровуваної рідини і кількості перенесеної під час цього теплоти є часто предметом розрахунків систем вентиляції і кондиціювання повітря.

Проаналізуємо докладніше механізм процесу випаровування. Якщо рідина знаходиться у відкритій посудині, то вона буде випаровуватись поступово, тобто переходити в газоподібний стан (фазове перетворення).

Явище випаровування пояснюється тим, що в рідинах, як і в газах, молекули володіють різною енергією, як більшою, так і меншою від середньої енергії, значення якої визначається температурою. Тому за певної температури в рідині є молекули, які володіють такою енергією, що, наближаючись до поверхні рідини, вони можуть подолати притягання сусідніх молекул і, прориваючись крізь поверхневий шар, вилітають за межі рідини.

Чим вища температура рідини, тим більшою буде кількість молекул і, отже, тим інтенсивніше відбуватиметься процес випаровування. Однак, необхідно відзначити, що поряд з вильотом частини молекул з рідини в атмосферу відбувається зворотний процес попадання молекул з атмосфери всередину рідини. Таке явище властиве молекулам, які володіють малою енергією і, наближаючись до поверхні рідини, поглинаються нею під дією сил міжмолекулярного зчеплення поверхневого шару рідини.

Молекули, які підлетіли до поверхні рідини з більшою швидкістю, відскакують від неї за законом пружного тіла і тому уникають “положення”. Під час випаровування рідини вилітають швидші молекули, які при цьому втрачають частину своєї енергії на виконання роботи проти утримуючих їх сил молекулярного притягання в поверхневому шарі. Отже середня енергія молекул, які залишаються в рідині, зменшується, рідина охолоджується.

Для підтримання сталої температури випаровування рідини потрібно підводити до неї теплоту зовні. Ця теплота називається **теплотою випаровування (теплотою фазового перетворення)**. Отримання такої теплоти рідиною не призводить до підвищення температури, тому що теплота витрачається на виконання роботи, яка витрачається на випаровування.

Відомо, що різні речовини володіють неоднаковою летючістю. Наприклад, спирт летючіший, ніж вода, а ефір летючіший за спирт. Це пояснюється тим, що тиск насиченої пари вказаних рідин різний. Наприклад, за $t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ тиск насиченої пари води становить 2.34 кПа, тоді як у спирту ця величина дорівнює 5.87 кПа, а в ефіру - 58.7 кПа.

Своєю чергою, якщо рідина за даної температури дає більшу кількість пари, то притягальні сили між молекулами порівняно слабкі (наприклад, взаємне притягання між молекулами спирту менше, ніж у води, а в ефіру воно ще менше).

Рідина може випаровуватись за таких температурних умов:

- 1) температура поверхні рідини вища температури навколишнього середовища за сухим термометром;
- 2) температура поверхні рідини нижча температури навколишнього середовища за сухим термометром, але вища температури точки роси.

В першому випадку потік теплоти скерований від поверхні рідини в навколишнє середовище, в другому - з навколишнього середовища до поверхні рідини. Процес теплообміну в обох випадках відбуватиметься конвекцією і випромінюванням.

Викладене дозволяє зробити висновок про те, що **процес випаровування (тепло- і масообмін)** є комплексним процесом, в якому перенесення теплоти пов'язане з перенесенням речовини.

Процес масообміну між поверхнею рідини або твердого тіла і 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 потоку маси m речовини, дифундуючої в цьому процесі, пропорційна різниці концентрацій дифундуючої речовини на масовіддаючій поверхні C_F в стані рівноваги (насичення) та за температури поверхні і в основній масі (ядрі) навколишнього середовища C_p :

$$m = \frac{M}{F} = \beta_C \cdot (C_F - C_p). \quad (10. 1)$$

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

Щодо всієї поверхні масообміну для стаціонарного процесу масовіддачі рівняння (10. 1) набирає вигляду:

$$M = \beta_C \cdot F \cdot (C_F - C_p). \quad (10. 2)$$

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

$$m = \beta_p \cdot (p_F - p_r), \quad (10. 3)$$

де p_F - парціальний тиск дифундуючого газу на поверхні масовіддачі в стані рівноваги (насичення) та за температури поверхні, Па; p_r - парціальний тиск дифундуючого газу в основній масі (ядрі) оточуючої поверхню суміші газів, Па.

10.2. КОЕФІЦІЄНТ МАСОВІДДАЧІ ТА ОСНОВНІ ФАКТОРИ, ЯКІ ВПЛИВАЮТЬ НА НЬОГО

Коефіцієнти пропорційності β_C в рівняннях (10. 1) і (10. 2) та β_p в рівнянні (10. 3) 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 за різниці концентрацій дифундуючої речовини на поверхні масовіддачі та в навколишньому середовищі 1 кг/м³:

$$\beta_C = \frac{m}{C_F - C_p} = \frac{M}{F \cdot (C_F - C_p)} \quad (10. 4)$$

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

$$\beta_p = \frac{m}{p_F - p_r} \quad (10. 5)$$

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

$$\beta_p = \frac{M_r}{R \cdot T} \cdot \beta_C, \quad (10. 6)$$

де M_r - мольна маса дифундуючого газу (пари), кг/кмоль.

Коефіцієнт масовіддачі не є фізичною константою, а **кінетичною характеристикою**, яка залежить від фізичних властивостей навколишнього середовища (густини, в'язкості тощо) і гідродинамічних умов в ньому (ламінарний 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 є функцією багатьох змінних, які значно ускладнюють розрахунок або дослідне визначення коефіцієнтів масовіддачі. Значеннями цих величин враховується як молекулярне, так і конвективне перенесення речовини в навколишньому середовищі.

Внаслідок складної залежності коефіцієнтів масовіддачі від значної кількості факторів неможливо отримати розрахункове рівняння для β , придатне для всіх випадків масовіддачі. Лише узагальненням дослідних даних за допомогою теорії подібності можна отримати узагальнені (критеріальні) рівняння для типових випадків масовіддачі, які дають змогу розрахувати β для умов конкретної задачі.

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 (10. 1) ідентичне за структурою основному рівнянню тепловіддачі Ньютона-Ріхмана (3. 1).

10.3. ПОНЯТТЯ ПРО ДИФУЗІЙНИЙ ПРИГРАНИЧНИЙ ШАР

Аналогічно поняттям гідродинамічного і теплового приграничних шарів можна ввести поняття **дифузійного приграничного шару**. Розглянемо процес масовіддачі від вільної поверхні рідини (наприклад, води) до потоку повітря, яке омиває цю поверхню. Концентрація пари рідини в набігаючому потоці, швидкість і температура набігаючого потоку сталі і становлять C_p , w_p і t_p (рис. 10. 1, а). В межах приграничного шару концентрація дифундуючої пари рідини змінюється від C_F на поверхні поділу фаз до C_p на зовнішній границі шару. Зона потоку, в якому завдяки взаємодії з поверхнею масовіддачі $C > C_p$, називається **дифузійним приграничним шаром**. Враховуючи, що за віддалення 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 $1.01 \cdot C_p$.

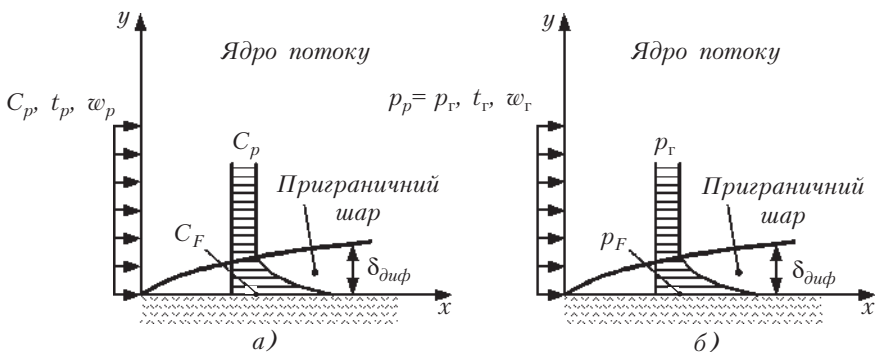


Рис. 10. 1. Дифузійний приграничний шар

Замість концентрації пари рідини в даному випадку можна скористатись відповідними парціальними тисками (рис. 10. 1, б).

Інші властивості дифузійного приграничного шару за віддалення від лобової точки аналогічні гідродинамічному і теплового приграничним шарам.

Перенесення речовини в приграничному шарі здійснюється молекулярною і конвективною дифузією, причому за наближення 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 неоднакова: 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 маси 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). Відповідно до розв'язку (9. 20) $m \sim D \cdot (C_F - C_p) / \delta_{\text{диф}}$. Порівнюючи цей вираз з основним законом конвективної дифузії (10.1), отримаємо для якісних оцінок коефіцієнт масовіддачі:

$$\beta_C \sim \frac{D}{\delta_{\text{диф}}}, \quad (10. 7)$$

який характеризує швидкість масовіддачі, а величина $\delta_{\text{диф}}$ за своїм змістом - товщина приграничного шару, опір якого молекулярній дифузії еквівалентний опору перенесення, зумовленому насправді конвективною дифузією.

В перехідному, а тим більше турбулентному режимах основний опір перенесенню маси зосереджений в тонкому ламінарному підшарі, тому формула (10. 7) наближено придатна для оцінок і в цих режимах, якщо замість $\delta_{\text{диф}}$ підставляти товщину ламінарного підшару.

З формули (10. 7) видно, що коефіцієнт масовіддачі від твердих тіл до газу (рідини) буде менший, ніж від рідини до газу, тому що менший відповідний коефіцієнт молекулярної дифузії.

10.4. ДИФЕРЕНЦІЙНЕ РІВНЯННЯ КОНВЕКТИВНОГО МАСООБМІНУ В РУХОМОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Виділимо в потоці даної фази елементарний паралелепіпед з ребрами dx , dy і dz , орієнтованими відносно осей координат, як показано на рис. 10. 2. Розглянемо **масовий баланс** за розподіленою речовиною для паралелепіпеда за усталеного масообміну, вважаючи D і ρ сталими. Розподілена речовина переноситься крізь грані паралелепіпеда як конвективною, так і молекулярною дифузією. Під час виведення припускати, що рідина нестискувана і всередині неї відсутні ні джерела маси. Знехтуємо також термо- і бародифузією.

Позначимо концентрацію розподіленої речовини в площині лівої грані паралелепіпеда площею $dydz$ через C і проекції швидкості на осі координат для даного елемента (точки) потоку - через w_x , w_y і w_z відповідно.

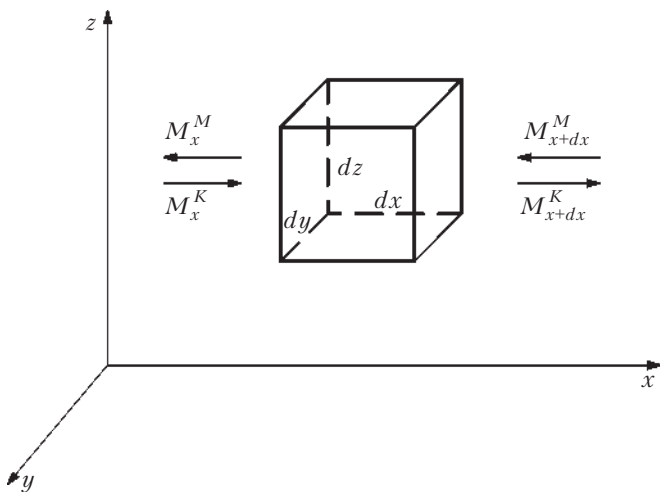


Рис. 10. 2. До виведення диференційного рівняння масообміну в рухомому середовищі.

Тоді кількість речовини, яка надходить тільки конвективним перенесенням через площу $dydz$, тобто в напрямку осі x , за час $d\tau$ становить:

$$M_x^K = w_x \cdot C dydz d\tau. \quad (10. 8)$$

На протилежній грані паралелепіпеда швидкість в напрямку осі x дорівнює $w_x + \frac{\partial w_x}{\partial x} dx$ і концентрація розподіленої речовини $C + \frac{\partial C}{\partial x} dx$. Отже, за час $d\tau$ через протилежну грань паралелепіпеда виходить конвективним перенесенням кількість речовини:

$$M_{x+dx}^K = w_x \cdot C dydz d\tau + \frac{\partial(w_x \cdot C)}{\partial x} dx dydz d\tau. \quad (10. 9)$$

Різниця між кількостями речовини, яка пройшла через протилежні грані паралелепіпеда за час $d\tau$ конвективним перенесенням в напрямку осі x , дорівнює:

$$dM_x^K = M_x^K - M_{x+dx}^K = -\frac{\partial(w_x \cdot C)}{\partial x} dx dydz d\tau = -\frac{\partial(w_x \cdot C)}{\partial x} dv d\tau, \quad (10. 10)$$

де $dv = dx dy dz$ - об'єм елементарного паралелепіпеда.

Аналогічно в напрямку осей y і z :

$$dM_y^K = -\frac{\partial(w_y \cdot C)}{\partial y} dv d\tau; \quad dM_z^K = -\frac{\partial(w_z \cdot C)}{\partial z} dv d\tau. \quad (10. 11; 10. 12)$$

Отже, вміст розподіленої речовини в об'ємі паралелепіпеда змінюється за час $d\tau$ внаслідок переміщення речовини тільки конвективним перенесенням на величину:

$$dM_K = dM_x^K + dM_y^K + dM_z^K = - \left[\frac{\partial(w_x \cdot C)}{\partial x} + \frac{\partial(w_y \cdot C)}{\partial y} + \frac{\partial(w_z \cdot C)}{\partial z} \right] dv d\tau, \quad (10.13)$$

або в розгорнутому вигляді:

$$dM_K = - \left[C \cdot \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + w_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z} \right] dv d\tau. \quad (10.14)$$

За **рівнянням нерозривності потоку** для усталеного руху за $\rho = \text{const}$ маємо:

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0. \quad (10.15)$$

Отже, вираз dM_K матиме вигляд:

$$dM_K = - \left(w_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z} \right) dv d\tau. \quad (10.16)$$

Кількість розподіленої речовини, яка надходить в паралелепіпед тільки молекулярною дифузією через грань $dydz$ за час $d\tau$, відповідно до першого закону Фіка становить:

$$M_x^M = -D \cdot \frac{\partial C}{\partial x} dydz d\tau. \quad (10.17)$$

Кількість речовини, яка виходить за той самий час молекулярною дифузією через протилежну грань становить:

$$M_{x+dx}^M = -D \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(C + \frac{\partial C}{\partial x} dx \right) dydz d\tau. \quad (10.18)$$

Різниця між кількостями продифундованої через протилежні грані паралелепіпеда речовини в напрямку осі x за час $d\tau$ дорівнює:

$$dM_x^M = M_x^M - M_{x+dx}^M = D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} dx dydz d\tau = D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} dv d\tau. \quad (10.19)$$

Аналогічно в напрямку осей y і z :

$$dM_y^M = D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} dv d\tau; \quad dM_z^M = D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} dv d\tau. \quad (10.20, 10.21)$$

Кількість розподіленої речовини в об'ємі паралелепіпеда за час $d\tau$ зміниться під час перенесення молекулярною дифузиею на величину:

$$dM_M = dM_x^M + dM_y^M + dM_z^M = D \cdot \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) dv d\tau. \quad (10. 22)$$

Зміна кількості розподіленої речовини завдяки конвективному перенесенню в об'ємі паралелепіпеда (її накопичення або зменшення) повинна компенсуватись, відповідно, відведенням або підведенням такої самої кількості речовини через грані паралелепіпеда молекулярною дифузиею, тобто повинна дотримуватись умова:

$$dM_K + dM_M = 0. \quad (10. 23)$$

Коли ні, то концентрація розподіленої речовини в будь-якій точці паралелепіпеда почала би змінюватись в часі, тоді як для усталеного процесу вона є тільки функцією координат точки, тобто $C = f(x, y, z)$. Отже:

$$-dM_K = dM_M \quad (10. 24)$$

і відповідно до виразів (10. 16) і (10. 22) отримаємо:

$$w_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = D \cdot \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right), \quad (10. 25)$$

або в коротшому записі

$$\mathbf{w} \cdot \text{grad } C = D \nabla^2 C. \quad (10. 26)$$

Рівняння (10. 25) становить **диференціальне рівняння конвективного масообміну**, або **диференціальне рівняння масообміну в рухомому середовищі**. Воно виражає **закон розподілення концентрації** даного компонента в рухомому середовищі для усталеного процесу масообміну.

Для неусталеного процесу масообміну (але такого, який відбувається в умовах стаціонарного потоку фази) ліва частина рівняння (10. 25)

повинна бути доповнена членом $\frac{\partial C}{\partial \tau}$, який відображає локальну зміну концентрації розподіленої речовини в часі. Тоді рівняння (10. 25) набуває вигляду:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + w_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = D \cdot \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right). \quad (10. 27)$$

Якщо скористатись субстанційною похідною від концентрації та оператором Лапласа, то отримаємо скорочений запис рівняння (10. 27):

$$\frac{DC}{d\tau} = D\nabla^2 C. \quad (10. 28)$$

Рівняння (10. 27) за структурою аналогічне диференційному рівнянню конвективного теплообміну (3. 31) Фур'є-Кірхгофа. Різницею є те, що рівняння (10. 27) замість температурного градієнта містить градієнт концентрації, а замість коефіцієнта температуропровідності a - коефіцієнт молекулярної дифузії D .

Під час масообміну в нерухомому середовищі $w_x = w_y = w_z = 0$, конвективна складова в лівій частині рівняння (10. 27) дорівнює нулеві, і рівняння перетворюється в **диференційне рівняння молекулярної дифузії**:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D \cdot \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right). \quad (10. 29)$$

Рівняння (10. 29) називається **другим законом Фіка**.

В диференційному рівнянні масообміну в рухомому середовищі окрім концентрації, змінною є швидкість потоку. Тому дане рівняння потрібно розглядати разом з диференційними рівняннями гідродинаміки: рівнянням руху Нав'є-Стокса (3. 35) і рівнянням нерозривності потоку (3. 18). Однак ця система рівнянь не має аналітичного розв'язку і для отримання розрахункових залежностей з масообміну доводиться звертатись до перетворення диференційного рівняння масообміну в рухомому середовищі методами теорії подібності.

10.5. ПОДІБНІСТЬ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ МАСИ

Найточніший і принципово можливий шлях для визначення коефіцієнтів масовіддачі полягає в інтегруванні рівняння дифузії в рухомому середовищі (10. 27) спільно з рівняннями руху, тобто з рівняннями Нав'є-Стокса і рівнянням нерозривності потоку для заданих умов однозначності.

Однак система вказаних рівнянь практично не має загального розв'язку. Тому так само, як для гідродинамічних і теплообмінних процесів, не розв'язуючи системи основних рівнянь, можна методами теорії подібності знайти зв'язок між змінними, які характеризують процес перенесення маси в потоці фази, у вигляді **критеріального (узагальненого) рівняння масовіддачі**.

Це рівняння містить критерії подібності, які описують подібність процесів масовіддачі на границі фази (подібність граничних умов) і в основній масі (ядрі) фази.

Подібність граничних умов можна встановити, припускаючи наявність приграничного шару, в якому перенесення маси здійснюється тільки молекулярною дифузією. Кількість речовини, яка переноситься з ядра до границі фази, відповідно до рівняння масовіддачі для стаціонарного процесу (10. 2) становить:

$$M = \beta_C \cdot F \cdot (C_F - C_p). \quad (10. 30)$$

Ця сама кількість речовини переноситься молекулярною дифузією через приграничний шар і, отже, згідно з першим законом Фіка (9. 2) за $\tau = 1$ с маємо:

$$M = -D \cdot F \cdot \frac{\partial C}{\partial n}. \quad (10. 31)$$

Прирівнюючи обидва вирази для M (10. 30) і (10. 31) та скорочуючи F , знайдемо залежність, яка характеризує подібність умов перенесення маси на границі фази:

$$\beta_C \cdot (C_F - C_p) = -D \cdot \frac{\partial C}{\partial n}. \quad (10. 32)$$

Позначивши $C_F - C_p$ через ΔC_F , запишемо рівняння (10. 32) у вигляді:

$$\beta_C \cdot \Delta C_F = -D \cdot \frac{\partial C}{\partial n}. \quad (10. 33)$$

Враховуючи, що для подібних процесів відношення схожих величин дорівнює відношенню їм пропорційних, замінимо ∂C кінцевою різницею ΔC_F і ∂n - деяким характерним лінійним розміром l .

За способом подібного перетворення рівнянь, розділивши ліву частину рівняння (10. 33) на його праву частину, скоротивши подібні члени і випустивши знак мінус, отримаємо, що для подібних систем

$$\frac{\beta_C \cdot l}{D} = \text{idem}, \quad (10. 34)$$

тобто

$$\frac{\beta'_C \cdot l'}{D'} = \frac{\beta''_C \cdot l''}{D''}. \quad (10. 35)$$

Даний комплекс величин є безрозмірний і становить критерій подібності, або **дифузійний критерій Нуссельта** Nu_d , який ще називають **критерієм Шервуда** Sh :

$$Nu_d = \frac{\beta_C \cdot l}{D}. \quad (10. 36)$$

В 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 дифузією визначається значенням коефіцієнта D . Критерій Нуссельта 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 дифузією.

Для аналізу подібності процесів перенесення речовини в основній масі (ядрі) фази як вихідну залежність використовують диференціальне рівняння нестационарної дифузії в рухомому середовищі (10. 27). Для одномірної молекулярної дифузії маси (наприклад, вздовж осі x) перпендикулярно до напрямку руху середовища вздовж осі z маємо:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + w_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}. \quad (10. 37)$$

Член $\frac{\partial C}{\partial \tau}$ відображає зміну концентрації в часі, тобто неусталений характер процесу, член $w_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z}$ характеризує розподілення концентрації, зумовлене конвективним перенесенням, і член $D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$ - розподілення концентрації завдяки молекулярній дифузії.

Замінімо члени рівняння (10. 37) такими величинами:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} \sim \frac{C}{\tau}; \quad w_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z} \sim w \cdot \frac{C}{l}; \quad D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \sim D \cdot \frac{C}{l^2}.$$

Розділивши праву частину рівняння (10. 37) на перший член лівої частини рівняння (10. 37), отримаємо безрозмірний комплекс величин:

$$Fo_d = \frac{\tau \cdot D}{l^2}, \quad (10. 38)$$

котрий є **дифузійним критерієм Фур'є**.

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.

Відношення другого доданку лівої частини рівняння (10. 37) до його правої частини становить безрозмірний комплекс величин, відомий під назвою **дифузійного критерія Пекле**:

$$\text{Pe}_d = \frac{w \cdot l}{D}. \quad (10. 39)$$

Критерій Pe_d виражає міру відношення маси речовини, яка переноситься відповідно конвективною і молекулярною дифузією в схожих точках подібних систем.

Для подальшого аналізу подібності процесів в основній масі (ядрі) фази використаємо диференціальне рівняння руху в неізотермічних умовах (3. 36) (лише проекцію на вісь z):

$$w_z \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z} = g \cdot \beta \cdot \Delta t - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \cdot \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2}. \quad (10. 40)$$

Замінімо члени рівняння (10. 40) такими величинами:

$$\begin{aligned} w_z \cdot \frac{\partial w_z}{\partial z} &\sim \frac{w^2}{l}; & g \cdot \beta \cdot \Delta t &\sim g \cdot \beta \cdot \Delta t_F; \\ \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} &\sim \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\Delta p}{l}; & \nu \cdot \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} &\sim \nu \cdot \frac{w}{l^2}. \end{aligned}$$

Розділивши ліву частину рівняння (10. 40) на останній член правої частини рівняння (10. 40), отримаємо безрозмірний комплекс величин:

$$\text{Re} = \frac{w \cdot l}{\nu}, \quad (10. 41)$$

котрий, як відомо, називається **критерієм Рейнольдса**.

Якщо перший доданок правої частини рівняння (10. 40) поділити на квадрат останнього доданку і помножити на ліву частину рівняння (10. 40), то отримаємо безрозмірний комплекс величин:

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \beta \cdot \Delta t_F, \quad (10. 42)$$

який, як відомо, називається **критерієм Грасгофа**.

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

$$\text{Fo}_d = \frac{\tau \cdot D}{l^2} = \text{idem}; \quad \text{Pe}_d = \frac{w \cdot l}{D} = \text{idem};$$

$$Re = \frac{w \cdot l}{\nu} = \text{idem};$$

$$Gr = \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \beta \cdot \Delta t_F = \text{idem}.$$

Здебільшого замість критерія Re_d використовують відношення критеріїв Re_d і Re , що становить **дифузійний критерій подібності Прандтля** Pr_d , який ще називають **критерієм Шмідта** Sc :

$$Pr_d = \frac{Pe_d}{Re} = \frac{w \cdot l / D}{w \cdot l / \nu} = \frac{\nu}{D} = \frac{\mu}{\rho \cdot D}. \quad (10. 43)$$

Критерій Pr_d містить тільки величини, які відображають фізичні властивості потоку. Отже, цей критерій формально виражає сталість відношення фізичних властивостей рідини (газу) в схожих точках подібних процесів. Проте його фізичний зміст глибший, тому що в'язкістю ν визначається, за інших однакових умов, профіль швидкостей в потоці, а від величини D залежить розподілення концентрацій. Отже, критерій Pr_d можна розглядати як міру подібності профілів швидкості і концентрації в процесах масовіддачі.

За $Pr_d = \nu / D = 1$ товщина дифузійного підшару дорівнює товщині гідродинамічного ламінарного підшару.

Для подібності процесів перенесення маси повинна підтримуватись також геометрична подібність, яка виражається рівністю симплексів $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_n$, що становлять відношення характерних геометричних розмірів $l_1, l_2, \dots, l_n$ до деякого визначального розміру l .

Звичайно визначуваною величиною під час розрахунків є коефіцієнт масовіддачі β_C , значення якого визначають з критерія Nu_d . Отже, цей критерій можна вважати визначуваним.

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

$$\overline{Nu}_d = f_1(For_d, Re, Pr_d, Gr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (10. 44)$$

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

$$\overline{Nu}_d = f_2(Re, Pr_d, Gr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (10. 45)$$

Залежності (10. 44) і (10. 45) можуть бути подані в степеневій формі. Так, наприклад, залежність (10. 45) можна подати так:

$$\overline{Nu}_d = A \cdot Re^m \cdot Pr_d^n \cdot Gr^\gamma \cdot \Gamma_1^\varphi \cdot \Gamma_2^\psi \dots \quad (10.46)$$

Під час вимушеної течії можна знехтувати впливом на процес перенесення маси природної конвекції, тобто $\overline{Nu}_d \neq f(Gr)$; в правій частині рівняння (10.45) критерій Gr можна вилучити. Тоді

$$\overline{Nu}_d = f_3(Re, Pr_d, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (10.47)$$

Під час природного (безнапінного) руху число $\overline{Nu}_d$ також залежатиме від двох визначальних критеріїв:

$$\overline{Nu}_d = f_4(Gr, Pr_d, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots), \quad (10.48)$$

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 (10.44)...(10.48) називаються аналогічно відповідним залежностям в тепловіддачі **критеріальними (узагальненими) рівняннями масовіддачі**. Чисельні значення коефіцієнта A і показників степенів m , n , γ , φ і ψ , які містяться в рівнянні (10.46), 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 (10.36) випливає:

$$\bar{\beta}_C = \frac{\overline{Nu}_d \cdot D}{l} \quad (10.49)$$

або

$$\bar{\beta}_p = \frac{\overline{Nu}_d \cdot D_p}{l}. \quad (10.50)$$

10.6. 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 теплопровідності 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 щодо 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 Рейндольса** стосовно поля температур, можна визначити відношення коефіцієнтів тепловіддачі α і масовіддачі β_C , які виражають аналогію між тепловіддачею і масовіддачею:

$$\frac{\alpha}{\beta_C} = c_p \cdot \rho \cdot \left(\frac{Pr_d}{Pr} \right)^{2/3}, \quad (10. 51)$$

де c_p - питома теплоємність теплоносія (за $P = \text{const}$), Дж/(кг·К); ρ - густина теплоносія, кг/м³ (α , Вт/(м²·К); β_C , м/с).

Залежність (10. 51) зберігається для масовіддачі в газовій або паровій фазі (наприклад, під час випаровування води у повітря), для якої $Pr = Pr_d = 1$ і $\alpha/\beta_C = c_p \cdot \rho$, добуток $c_p \cdot \rho$ називають **числом Льюїса**. Аналогія дійсна і для поперечного обтікання (під час руху через насадку тощо).

Як зазначалось, повна подібність розподілення швидкостей, температур і концентрацій можлива лише, коли тепловий приграничний шар збігається за товщиною з гідродинамічним, тобто $a = \nu$ і $Pr = \nu/a = 1$, а дифузійний приграничний шар має ту саму товщину, що і гідродинамічний. Остання умова відповідає $D = \nu$, 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 за $Pr = Pr_d = 1$, а також за відсутності **стефанового потоку** (коли переноситься не один з компонентів бінарної суміші рідин (газів), а вся суміш), який можливий тільки в процесах масоперенесення.

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

Розділ одинадцятий

РОЗРАХУНКОВІ ЗАЛЕЖНОСТІ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ МАСОВІДДАЧІ

11.1. МАСОВІДДАЧА ПІД ЧАС ПРИРОДНОЇ КОНВЕКЦІЇ МІЖ ВІЛЬНОЮ ПЛОСКОЮ ПОВЕРХНЕЮ ВОДИ І ПОВІТРЯМ

Процеси масообміну на вільній поверхні води розраховують для визначення кількості вологи, яка надходить у повітря. Для процесів масообміну за умов природної конвекції О.В. Нестеренко отримав залежність за $Ar \cdot Pr_d = 3 \cdot 10^6 \dots 2 \cdot 10^8$, аналогічну залежності (4. 4):

$$\overline{Nu}_d = 0.66 \cdot (Ar \cdot Pr_d)^{0.26}, \quad (11. 1)$$

де визначальна температура - середня температура в приграничному шарі між поверхнею рідини і навколишнім повітрям (тобто $\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_{нов})$), визначальний розмір - найменший розмір поверхні на плані.

Приклад 11. 1. Визначити потік вологи, яка надходить в повітря приміщення природною конвекцією з вільної поверхні води у ванні. Площа ванни $F = b \times l = 0.4 \times 2.0 = 0.8 \text{ м}^2$. Температура поверхні води $t_F = 45 \text{ }^\circ\text{C}$. Температура навколишнього повітря $t_{нов} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, відносна вологість $\phi_{нов} = 60\%$. Підрахувати також кількість теплоти з випарованою вологою.

Розв'язування.

З дод. 12 визначаємо парціальний тиск насиченої водяної пари у повітрі:

- за $t_{нов} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$

$$p_{нов}^n = 2340 \text{ Па};$$

- за $t_F = 45 \text{ }^\circ\text{C}$

$$p_F^n = 9580 \text{ Па}.$$

За формулою для визначення відносної вологості повітря ($\varphi = p \cdot 100 / p^H$, %) отримаємо парціальний тиск водяної пари в навколишньому повітрі і в насиченому водяною парою повітрі ($\varphi_F = 100\%$) над поверхнею води у ванні:

$$p_{нов} = \frac{\varphi_{нов} \cdot p_{нов}^H}{100} = \frac{60 \cdot 2340}{100} = 1404 \text{ Па};$$

$$p_F = p_F^H = 9580 \text{ Па}.$$

Визначаємо концентрацію водяної пари в навколишньому повітрі і над поверхнею води у ванні (8. 2):

$$C_{нов} = \frac{M_{H_2O}}{R \cdot T_{нов}} \cdot p_{нов} = \frac{18}{8314 \cdot (273 + 20)} \cdot 1404 = 0.0104 \text{ кг/м}^3;$$

$$C_F = \frac{M_{H_2O}}{R \cdot T_F} \cdot p_F = \frac{18}{8314 \cdot (273 + 45)} \cdot 9580 = 0.0652 \text{ кг/м}^3,$$

де $M_{H_2O} = 18 \text{ кг/кмоль}$ - мольна маса водяної пари (дод. 6);

$R = 8314 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}$ - універсальна газова стала.

Середня температура приграничного шару становить:

$$\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_{нов}) = 0.5 \cdot (45 + 20) = 32.5 \text{ }^\circ\text{C}.$$

З дод.1 визначаємо густину повітря:

- за $t_{нов} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\rho_{нов} = 1.20 \text{ кг/м}^3;$$

- за $t_F = 45 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\rho_F = 1.11 \text{ кг/м}^3$$

та його коефіцієнт кінематичної в'язкості за $\bar{t} = 32.5 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$\nu = 16.6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Визначаємо критерій Архімеда за формулою (4. 4):

$$Ar = \frac{g \cdot b^3}{\nu^2} \cdot \frac{\rho_{нов} - \rho_F}{\rho_{нов}} = \frac{9.81 \cdot 0.4^3}{(16.6 \cdot 10^{-6})^2} \cdot \frac{1.20 - 1.11}{1.20} = 1.7 \cdot 10^8.$$

З дод. 16 визначаємо коефіцієнт молекулярної дифузії водяної пари у повітрі за $0 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$D_0 = 21.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Визначаємо коефіцієнт молекулярної дифузії за $\bar{t} = 32.5 \text{ }^\circ\text{C}$ за формулою (9. 10):

$$D = D_0 \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = D_0 \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = 21.9 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{273 + 32.5}{273} \right)^{3/2} = 25.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Розраховуємо дифузійний критерій Прандтля за формулою (10. 43):

$$\text{Pr}_d = \frac{\nu}{D} = \frac{16.6 \cdot 10^{-6}}{25.9 \cdot 10^{-6}} = 0.641.$$

Визначаємо добуток:

$$3 \cdot 10^6 < \text{Ar} \cdot \text{Pr}_d = 1.7 \cdot 10^8 \cdot 0.641 = 1.09 \cdot 10^8 < 2 \cdot 10^8.$$

Тоді дифузійний критерій Нуссельта за формулою (11. 1) становить:

$$\overline{\text{Nu}}_d = 0.66 \cdot (\text{Ar} \cdot \text{Pr}_d)^{0.26} = 0.66 \cdot (1.09 \cdot 10^8)^{0.26} = 81.$$

Середній коефіцієнт масовіддачі від вільної поверхні води до повітря під час природної конвекції (10. 49) становить:

$$\bar{\beta}_C = \frac{\overline{\text{Nu}}_d \cdot D}{b} = \frac{81 \cdot 25.9 \cdot 10^{-6}}{0.4} = 5.2 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}.$$

Потік води, який надходить в повітря приміщення природною конвекцією з вільної поверхні води у ванні (10. 2), становить:

$$\begin{aligned} M &= \bar{\beta}_C \cdot F \cdot (C_F - C_{нов}) = 5.2 \cdot 10^{-3} \cdot 0.8 \cdot (0.0652 - 0.0104) = \\ &= 2.28 \cdot 10^{-4} \text{ кг/с} = 0.821 \text{ кг/год.} \end{aligned}$$

Питома теплота випаровування води за $\bar{t} = 32.5^\circ \text{C}$ (дод. 12)

$$r = 2420 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг}.$$

Кількість теплоти з випарованою вологою, яка надходить у повітря приміщення у прихованому вигляді, становитиме:

$$Q_{\text{вип}} = M \cdot r = 2.28 \cdot 10^{-4} \cdot 2420 \cdot 10^3 = 552 \text{ Вт}.$$

11.2. МАСОВІДДАЧА ПІД ЧАС ВИМУШЕНОЇ КОНВЕКЦІЇ

11.2.1. Масовіддача між вільною плоскою поверхнею води і повітрям. Для процесів масообміну за умов вимушеної конвекції критеріальні залежності мають вигляд, аналогічний залежностям (4. 9) і (4. 10) (отримані для процесів випаровування, які відбуваються за адіабатичних умов):

$$\begin{aligned} &\text{для } \text{Re} = 3.15 \cdot 10^3 \dots 2.2 \cdot 10^4 \\ \overline{\text{Nu}}_d &= 0.49 \cdot \text{Re}^{0.61} \cdot \text{Pr}_d^{0.33} \cdot \text{Gu}^{0.135} \cdot \Theta^2, \end{aligned} \quad (11. 2)$$

$$\begin{aligned} &\text{для } \text{Re} = 2.2 \cdot 10^4 \dots 3.15 \cdot 10^5 \\ \overline{\text{Nu}}_d &= 0.0248 \cdot \text{Re}^{0.9} \cdot \text{Pr}_d^{0.33} \cdot \text{Gu}^{0.135} \cdot \Theta^2. \end{aligned} \quad (11. 3)$$

Під час розрахунку процесів масообміну за формулами (11. 2) і (11. 3) визначальною температурою є середня температура в приграничному шарі між поверхнею рідини і навколишнім повітрям ($\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_{нов})$), визначальним розміром - розмір поверхні в напрямку обтікання її потоком.

Коефіцієнт масовіддачі між відкритою поверхнею води і повітрям можна визначати в першому наближенні за формулою як функцію швидкості руху повітря $w_{нов}$ в напрямку, паралельному поверхні випаровування:

$$\bar{\beta}_p = a + 3.64 \cdot 10^{-8} \cdot w_{нов}, \text{ с/м}, \quad (11. 4)$$

де a - коефіцієнт, який залежить від температури поверхні води t_F :

$t_F, ^\circ\text{C}$, до	20	30	50	70	90
$a \cdot 10^8$, с/м	4.76	6.0	6.89	8.42	10.64

Якщо нагріта вода не переміщується і знаходиться у резервуарі в спокійному стані, то температура її поверхні t_F нижча за середню температуру товщі води $\bar{t}_\theta$. За температури води до 40°C ця різниця становить близько 2°C , за температури води $70...75^\circ\text{C}$ вона максимальна і становить близько 12°C , в міру наближення до температури кипіння (100°C) різниця температур знижується до 3°C .

Приклад 11. 2. Визначити потік вологи, який надходить в повітря приміщення вимушеною конвекцією з вільної поверхні води у ванні. Площа ванни $F = b \times l = 0.4 \times 2.0 = 0.8 \text{ м}^2$. Температура поверхні води $t_F = 45^\circ\text{C}$. Температура навколишнього повітря за сухим термометром $t_{нов} = t_c = 20^\circ\text{C}$, за мокрим термометром $t_m = 15^\circ\text{C}$. Відносна вологість повітря $\varphi_{нов} = 60\%$. Ванна знаходиться в зоні дії повітряного потоку, який має швидкість $w_{нов} = 5 \text{ м/с}$. Напрямок руху повітря - вздовж меншого боку ванни. Підрахувати також кількість теплоти з випаруваною вологою.

Розв'язування.

З дод. 12 визначаємо парціальний тиск насиченої водяної пари у повітрі:

- за $t_{нов} = 20^\circ\text{C}$

$$p_{нов}^H = 2340 \text{ Па};$$

- за $t_F = 45^\circ\text{C}$

$$p_F^H = 9580 \text{ Па}.$$

За формулою для визначення відносної вологості повітря ($\varphi = p \cdot 100 / p^H$, %) отримаємо відповідний парціальний тиск водяної пари:

$$p_{нов} = \frac{\varphi_{нов} \cdot p_{нов}^H}{100} = \frac{60 \cdot 2340}{100} = 1404 \text{ Па};$$

$$p_F = p_F^H = 9580 \text{ Па}.$$

Визначаємо відповідну концентрацію водяної пари (8. 2):

$$C_{нов} = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{R \cdot T_{нов}} \cdot p_{нов} = \frac{18}{8314 \cdot (273 + 20)} \cdot 1404 = 0.0104 \text{ кг/м}^3;$$

$$C_F = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{R \cdot T_F} \cdot p_F = \frac{18}{8314 \cdot (273 + 45)} \cdot 9580 = 0.0652 \text{ кг/м}^3,$$

де $M_{\text{H}_2\text{O}} = 18 \text{ кг/кмоль}$ - мольна маса водяної пари (дод. 6);

$R = 8314 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}$ - універсальна газова стала.

Середня температура приграничного шару становить:

$$\bar{t} = 0.5 \cdot (t_F + t_{\text{нов}}) = 0.5 \cdot (45 + 20) = 32.5 \text{ }^\circ\text{C}.$$

З дод. 1 визначаємо коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря за $\bar{t} = 32.5 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$\nu = 16.6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Критерій Рейнольдса визначаємо за формулою (3. 10):

$$2.2 \cdot 10^4 < \text{Re} = \frac{w_{\text{нов}} \cdot b}{\nu} = \frac{5 \cdot 0.4}{16.6 \cdot 10^{-5}} = 1.2 \cdot 10^5 < 3.15 \cdot 10^5.$$

З дод. 16 визначаємо коефіцієнт молекулярної дифузії водяної пари у повітрі за $0 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$D_0 = 21.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Визначаємо коефіцієнт молекулярної дифузії за $\bar{t} = 32.5 \text{ }^\circ\text{C}$ за формулою (9. 10):

$$D = D_0 \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = D_0 \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = 21.9 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{273 + 32.5}{273} \right)^{3/2} = 25.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Розраховуємо дифузійний критерій Прандтля за формулою (10. 43):

$$\text{Pr}_d = \frac{\nu}{D} = \frac{16.6 \cdot 10^{-6}}{25.9 \cdot 10^{-6}} = 0.641.$$

Критерій Гухмана

$$\text{Gu} = \frac{T_c - T_m}{T_c} = \frac{20 - 15}{273 + 20} = 0.017.$$

Температурний фактор, або параметричний критерій

$$\Theta = \frac{T_c}{T_F} = \frac{273 + 20}{273 + 45} = 0.921.$$

Отже дифузійний критерій Нуссельта визначаємо за формулою (11. 3):

$$\begin{aligned} \bar{\text{Nu}}_d &= 0.0248 \cdot \text{Re}^{0.9} \cdot \text{Pr}_d^{0.33} \cdot \text{Gu}^{0.135} \cdot \Theta^2 = \\ &= 0.0248 \cdot (1.2 \cdot 10^5)^{0.9} \cdot 0.641^{0.33} \cdot 0.017^{0.135} \cdot 0.921^2 = 390. \end{aligned}$$

Середній коефіцієнт масовіддачі від вільної поверхні води до повітря під час вимушеної конвекції (10. 49) становить:

$$\bar{\beta}_C = \frac{\bar{\text{Nu}}_d \cdot D}{b} = \frac{390 \cdot 25.9 \cdot 10^{-6}}{0.4} = 0.025 \text{ м/с}.$$

Потік води, яка надходить в повітря приміщення вимушеною конвекцією з вільної поверхні води у ванні, визначаємо за формулою (10. 2):

$$M = \bar{\rho}_C \cdot F \cdot (C_F - C_{нов}) = 0.025 \cdot 0.8 \cdot (0.0652 - 0.0104) = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с} = 3.96 \text{ кг/год.}$$

Питома теплота випаровування води за $\bar{t} = 32.5^\circ\text{C}$ (дод. 12)

$$r = 2420 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг.}$$

Кількість теплоти з випаруваною вологою, яка надходить у повітря приміщення у прихованому вигляді, становить:

$$Q_{вин} = M \cdot r = 1.1 \cdot 10^{-3} \cdot 2420 \cdot 10^3 = 2662 \text{ Вт.}$$

11.2.2. Масовіддача з поверхні краплин води до повітря. Якщо масообмін відбувається з поверхні краплин води до повітря за умов вимушеної конвекції, то можна користуватись такою критеріальною залежністю за $Re = 1 \dots 220$ (випаровування адіабатичне), аналогічною залежності (4. 12):

$$\overline{Nu}_d = 2 + 0.85 \cdot Re^{0.52} \cdot Pr_d^{0.33} \cdot Gu^{0.135} \quad (11. 5)$$

Число 2, яке знаходиться в правій частині виразу (11. 5), є значенням дифузійного критерія Нуссельта за $Re = 0$.

Під час розрахунку за формулою (11. 5) за визначальний розмір необхідно приймати діаметр краплі $d_{кр}$, а за визначальну температуру - середню температуру в приграничному шарі між краплею і навколишнім повітрям ($\bar{t} = 0.5 \cdot (t_{кр} + t_{нов})$).

Приклад 11. 3. Визначити потік води від розбризкуваних краплин води у повітря в камері зрошення під час вимушеної конвекції (випаровування адіабатичне) і усталеному режимі роботи. Витрата води $G_g = 22000 \text{ кг/год}$ за середнього діаметру краплин води $\bar{d}_{кр} = 1.5 \text{ мм}$. Витрата повітря $G_{нов} = 12000 \text{ кг/год}$ за масової швидкості повітря $w_p = 2.6 \text{ кг/(м}^2\text{·с)}$. Температура повітря на початку процесу $t_{c1} = 20^\circ\text{C}$, в кінці - $t_{c2} = 17^\circ\text{C}$, за мокрим термометром $t_m = 15.2^\circ\text{C}$, а середня температура води $\bar{t}_g = t_m = 15.2^\circ\text{C}$. Відповідна відносна вологість повітря $\phi_1 = 60\%$, $\phi_2 = 83\%$. Довжина камери $l = 1.8 \text{ м}$. Підрахувати також збільшення вологовмісту повітря в процесі та кількість теплоти з випаруваною вологою.

Розв'язування.

З дод. 5 визначаємо густину води за температури $\bar{t}_g = 15.2^\circ\text{C}$:

$$\bar{\rho}_g = 999 \text{ кг/м}^3.$$

Маса однієї краплини води за середнього діаметру $\bar{d}_{кр} = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ становить:

$$\bar{m}_{кр} = \bar{\rho}_{нов} \cdot \frac{\pi \cdot \bar{d}_{кр}^3}{6} = 999 \cdot \frac{3.14 \cdot (1.5 \cdot 10^{-3})^3}{6} = 1.764 \cdot 10^{-6} \text{ кг.}$$

Площа однієї краплини води за середнього діаметру $\bar{d}_{кр} = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$:

$$\bar{F}_{кр} = \pi \cdot \bar{d}_{кр}^2 = 3.14 \cdot (1.5 \cdot 10^{-3})^2 = 7.07 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2.$$

Середня температура за сухим термометром і середня відносна вологість повітря в процесі:

$$\bar{t}_{нов} = 0.5 \cdot (t_{c1} + t_{c2}) = 0.5 \cdot (20 + 17) = 18.5 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\bar{\Phi}_{нов} = 0.5 \cdot (\Phi_1 + \Phi_2) = 0.5 \cdot (60 + 83) = 71.5\%.$$

Густина повітря в процесі за $\bar{t}_{нов} = 18.5 \text{ }^\circ\text{C}$ (дод. 1) становить:

$$\bar{\rho}_{нов} = 1.21 \text{ кг/м}^3.$$

Середня швидкість повітря в процесі:

$$\bar{w}_{нов} = \frac{w \cdot \rho}{\bar{\rho}_{нов}} = \frac{2.6}{1.21} = 2.15 \text{ м/с.}$$

Середній час взаємодії краплин води з повітрям безпосередньо в камері зрошення:

$$\bar{\tau} = \frac{l}{\bar{w}_{нов}} = \frac{1.8}{2.15} = 0.84 \text{ с.}$$

Середня кількість краплин води, яка взаємодіє з повітрям безпосередньо в камері зрошення:

$$\bar{n} = \frac{G_s}{\bar{m}_{кр}} \cdot \bar{\tau} = \frac{22000}{3600 \cdot 1.764 \cdot 10^{-6}} \cdot 0.84 = 2910053.$$

Загальна середня площа краплин води, які взаємодіють з повітрям безпосередньо в камері зрошення:

$$\bar{F} = \bar{n} \cdot \bar{F}_{кр} = 2910053 \cdot 7.07 \cdot 10^{-6} = 20.6 \text{ м}^2.$$

З дод. 12 визначаємо середній парціальний тиск насиченої водяної пари у повітрі:

$$\text{- за } \bar{t}_{нов} = 18.5 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\bar{p}_{нов}^H = 2151 \text{ Па};$$

$$\text{- за } \bar{t}_g = 15.2 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\bar{p}_F^H = 1735 \text{ Па.}$$

За формулою для визначення відносної вологості повітря ($\Phi = p \cdot 100 / p^H$, %) отримаємо середній парціальний тиск водяної пари в основному потоці повітря і в насиченому водяною парою повітрі ($\Phi_F = 100\%$) над поверхнею краплин води в камері зрошення:

$$\bar{p}_{нов} = \frac{\bar{\Phi}_{нов} \cdot \bar{p}_{нов}''}{100} = \frac{71.5 \cdot 2151}{100} = 1538 \text{ Па};$$

$$\bar{p}_F = \bar{p}_F'' = 1735 \text{ Па.}$$

Середня температура приграничного шару становить:

$$\bar{t} = 0.5 \cdot (\bar{t}_g + \bar{t}_{нов}) = 0.5 \cdot (15.2 + 18.5) = 16.9 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

З дод. 1 визначаємо коефіцієнти динамічної та кінематичної в'язкості повітря за $\bar{t} = 16.9 \text{ }^{\circ}\text{C}$:

$$\bar{\mu} = 18.3 \cdot 10^{-6} \text{ Па}\cdot\text{с};$$

$$\bar{\nu} = 15.1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Критерій Рейнольдса визначаємо за формулою (3. 9):

$$1 < \text{Re} = \frac{w \cdot \rho \cdot \bar{d}_{кр}}{\bar{\mu}} = \frac{2.6 \cdot 1.5 \cdot 10^{-3}}{18.3 \cdot 10^{-6}} = 213 < 220.$$

З дод. 16 визначаємо коефіцієнт молекулярної дифузії водяної пари у повітрі за $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$:

$$D_0 = 21.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Визначаємо коефіцієнт молекулярної дифузії за $\bar{t} = 16.9 \text{ }^{\circ}\text{C}$ за формулою (9. 10):

$$\bar{D} = D_0 \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = D_0 \cdot \left(\frac{\bar{T}}{T_0} \right)^{3/2} = 21.9 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{273 + 16.9}{273} \right)^{3/2} = 24.0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Розраховуємо дифузійний критерій Прандтля за формулою (10. 43):

$$\text{Pr}_d = \frac{\bar{\nu}}{\bar{D}} = \frac{15.1 \cdot 10^{-6}}{24.0 \cdot 10^{-6}} = 0.629.$$

Критерій Гухмана становить:

$$\text{Gu} = \frac{\bar{T}_c - T_m}{\bar{T}_c} = \frac{18.5 - 15.2}{273 + 18.5} = 0.0113.$$

Отже дифузійний критерій Нуссельта визначаємо за формулою (11. 5):

$$\begin{aligned} \bar{\text{Nu}}_d &= 2 + 0.85 \cdot \text{Re}^{0.52} \cdot \text{Pr}_d^{0.33} \cdot \text{Gu}^{0.135} = \\ &= 2 + 0.85 \cdot 213^{0.52} \cdot 0.629^{0.33} \cdot 0.0113^{0.135} = 8.47. \end{aligned}$$

Середній коефіцієнт масовіддачі за формулою (10. 49) становить:

$$\bar{\beta}_c = \frac{\bar{\text{Nu}}_d \cdot \bar{D}}{\bar{d}_{кр}} = \frac{8.47 \cdot 24.0 \cdot 10^{-6}}{1.5 \cdot 10^{-3}} = 0.136 \text{ м/с}.$$

Середній коефіцієнт масовіддачі, якщо рушійною силою процесу є різниця парціальних тисків (10. 6), становить:

$$\bar{\beta}_p = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{R \cdot \bar{T}} \cdot \bar{\beta}_C = \frac{18}{8314 \cdot (273 + 16.9)} \cdot 0.136 = 1.02 \cdot 10^{-6} \text{ с/м},$$

де $M_{\text{H}_2\text{O}} = 18 \text{ кг/кмоль}$ - мольна маса водяної пари (дод. 6);

$R = 8314 \text{ Дж/(кмоль}\cdot\text{К)}$ - універсальна газова стала.

Середня густина потоку вологи від розбризкуваних краплин води у повітря в камері зрошення під час вимушеної конвекції (10. 3) становить:

$$\bar{m} = \bar{\beta}_p \cdot (\bar{p}_F - \bar{p}_{\text{нов}}) = 1.02 \cdot 10^{-6} \cdot (1735 - 1538) = 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ кг/(м}^2\cdot\text{с)}.$$

Середній потік вологи в камері зрошення

$$\bar{M} = \bar{m} \cdot \bar{F} = 2.0 \cdot 10^{-4} \cdot 20.6 = 4.12 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с} = 4.12 \text{ г/с}.$$

Збільшення вологовмісту повітря в процесі

$$\Delta d_p = \frac{\bar{M}}{G_{\text{нов}}} = \frac{4.12 \cdot 3600}{12000} = 1.24 \text{ г/кг}.$$

Задане збільшення вологовмісту визначаємо за наближеною формулою:

$$\Delta d = 6.1 \cdot 10^{-5} \cdot (\varphi_2 \cdot p_2'' - \varphi_1 \cdot p_1'') = 6.1 \cdot 10^{-5} \cdot (83 \cdot 1962 - 60 \cdot 2340) = 1.37 \text{ г/кг},$$

де $p_1'' = 2340 \text{ Па}$ і $p_2'' = 1962 \text{ Па}$ - парціальний тиск насиченої водяної пари у повітрі, відповідно, за $t_{c1} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ і $t_{c2} = 17 \text{ }^\circ\text{C}$ (дод. 12).

У зв'язку з тим, що розходження

$$\frac{\Delta d - \Delta d_p}{\Delta d_p} \cdot 100 = \frac{1.37 - 1.24}{1.24} \cdot 100 = 10\%,$$

то розрахунок не повторюємо. Якщо розходження було б більшим, то необхідно змінити параметри повітря в кінці процесу t_{c2} і φ_2 (за сталої ентальпії повітря).

Питома теплота випаровування води за $\bar{t} = 16.9 \text{ }^\circ\text{C}$ (дод. 12)

$$r = 2455 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг}.$$

Кількість теплоти, яка надходить у повітря з випарованою вологою у прихованому вигляді, становить:

$$Q = \bar{M} \cdot r = 4.12 \cdot 10^{-3} \cdot 2455 \cdot 10^3 = 10115 \text{ Вт}.$$

Як відомо, під час випаровування води одночасно відбуваються процеси тепло- і масообміну. Тому з поверхні води теплота надходить в навколишнє повітря в явному та прихованому вигляді. Явна теплота, яка надходить в навколишнє повітря внаслідок променево-конвективного теплообміну, визначається за формулою:

$$q^{\text{я}} = \frac{Q^{\text{я}}}{F} = \bar{\alpha}_c \cdot (t_F - t_{\text{нов}}), \text{ Вт/м}^2, \quad (11. 6)$$

де $\bar{\alpha}_c$ - середній сумарний коефіцієнт тепловіддачі конвекцією і випромінюванням, Вт/(м²·К); t_F - температура поверхні води, °С; $t_{нов}$ - температура навколишнього повітря, °С.

Прихована теплота, яка надходить в навколишнє повітря з водяною парою, дорівнює:

$$q^{np} = \frac{Q^{np}}{F} = m_n \cdot r, \text{ Вт/м}^2, \quad (11. 7)$$

де m_n - густина потоку випаруваної водяної пари, кг/(м²·с) (інтенсивність випаровування на поверхні води); $r = (2500 + 1.86 \cdot t_F) \cdot 10^3$ - питома ентальпія водяної пари, Дж/кг, яка відповідає температурі поверхні води t_F .

Густину потоку випаруваної водяної пари можна визначити за формулою:

$$m_n = \frac{M_n}{F} = \bar{\beta}_p \cdot (p_F - p_{нов}), \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}, \quad (11. 8)$$

де $\bar{\beta}_p$ - середній коефіцієнт масовіддачі, якщо рушійною силою є різниця парціальних тисків, с/м; p_F і $p_{нов}$ - пружність водяної пари (парціальний тиск водяної пари) відповідно над поверхнею води (за повного насичення повітря водяною парою і температури води) і в навколишньому повітрі, Па.

Для визначення надходжень повної теплоти застосовують залежність:

$$q^n = q^a + q^{np} = \bar{\alpha}_c \cdot (t_F - t_{нов}) + r \cdot \bar{\beta}_p \cdot (p_F - p_{нов}), \text{ Вт/м}^2, \quad (11. 9)$$

або **формулу Меркеля** (для адіабатичних процесів)

$$q^n = \bar{\sigma} \cdot (I_F - I_{нов}), \text{ Вт/м}^2, \quad (11. 10)$$

де $\bar{\sigma}$ - середній коефіцієнт повного теплообміну, кг/(м²·с); I_F і $I_{нов}$ - питома ентальпія повітря, відповідно, над поверхнею випаровування і в навколишньому повітрі, Дж/кг.

Для адіабатичних процесів випаровування води у повітрі Льюїсом було визначено значення відношення коефіцієнтів:

$$\frac{\bar{\alpha}_c}{\bar{\sigma}} \cong c_p = 1005 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)} \quad (11. 11)$$

або

$$\frac{\overline{\alpha}_c}{\beta_p} \cong 1.4 \cdot 10^8 \text{ Вт} / (\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}). \quad (11. 12)$$

Збереження відношення (11. 12) або $\text{Nu} = \text{Nu}_d = 1$, свідчить про подібність процесів тепло- і масообміну (вологообміну). Неодноразова експериментальна перевірка вказаних відношень для адіабатичних процесів підтвердила їх справедливість. Тут необхідно відзначити, що адіабатичні процеси випаровування води мають деякі особливості. По-перше, вони відбуваються за сталої температури поверхні контакту, яка дорівнює температурі мокрого термометра повітря t_m ; по-друге, на всій поверхні F відбувається випаровування води, тому що процес вологообміну є односкерованим, і по-третє, дійсна поверхня контакту F , на якій відбувається процес випаровування, однакова за величиною з поверхнею контакту, на якій відбувається теплообмін повітря з водою. Одночасно експериментальна перевірка підтвердила, що для політропічних процесів відношення коефіцієнтів $\overline{\alpha}_c / \sigma$, як правило, відрізняється від теоретичної величини c_p .

**Теплофізичні властивості сухого повітря
(за $P_{абс} = 101.3$ кПа)***

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\lambda \cdot 10^2, \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$a \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	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	0.972	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 за тисків в декілька разів вищих

Основні фізичні властивості деяких газів

Назва	Формула	Густина за 0°С і 101.3 кПа, кг/м³	Молеку- лярна маса, кг/кмоль	Питома теплота випарову- вання за 101.3 кПа, кДж/кг	$k =$ $= c_p / c_v$	Питома теплоєм- ність за 20°С і 101.3 кПа, кДж/(кг·К)		В'язкість динамічна за 0°С і 101.3 кПа, $\mu \cdot 10^6$, Па·с	Темпера- тура кипіння за 101.3 кПа, °С
						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
Бутан	C ₄ 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	30.1	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°С)	-42.1
Пропілен	C ₃ H ₆	1.91	42.1	440.0	1.17	1.63	1.44	8.35(20°С)	-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°С)	-33.8
Хлористий метил	CH ₃ Cl	2.3	50.5	406.0	1.28	0.742	0.582	9.89	-24.1

Теплофізичні властивості водяної пари на лінії насичення

t , °C	$p_{н.п}$, кПа	ρ , кг/м ³	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\lambda \cdot 10^2$, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$a \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /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

Коефіцієнт теплопровідності газів, Вт/(м·К),
(за $P_{абс} = 101.3$ кПа)*

Газ	Температура, °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	0.0465	-
Окис вуглецю	0.0221	0.0244	-	-
Повітря	0.0244	0.0279	0.0326	0.0395

*З допустимим наближенням даними таблиці можна користуватись і за тисків в декілька разів вищих

Теплофізичні властивості води на лінії насичення

p , кПа	t , °C	ρ , кг/м ³	i , кДж/кг	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$\alpha\cdot 10^6$, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\mu\cdot 10^6$, Па·с	$\nu\cdot 10^6$, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\beta\cdot 10^4$, 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

Атомні маси деяких хімічних елементів

Назва	Символ	Атомна маса	Назва	Символ	Атомна маса
Азот	N	14.007	Марганець	Mn	54.94
Алюміній	Al	26.98	Мідь	Cu	63.55
Аргон	Ar	39.95	Молібден	Mo	95.94
Бром	Br	79.9	Натрій	Na	22.99
Вісмут	Bi	209.0	Нікель	Ni	58.7
Водень	H	1.008	Олово	Sn	118.7
Вуглець	C	12.01	Платина	Pt	195.1
Гелій	He	4.003	Ртуть	Hg	200.6
Залізо	Fe	55.85	Свинець	Pb	207.2
Золото	Au	197.0	Сірка	S	32.06
Йод	I	126.9	Срібло	Ag	107.87
Калій	K	39.10	Титан	Ti	47.90
Кальцій	Ca	40.08	Уран	U	238.03
Кисень	O	16.0	Фосфор	P	30.97
Кобальт	Co	58.93	Фтор	F	19.0
Кремній	Si	28.09	Хлор	Cl	35.45
Літій	Li	6.94	Хром	Cr	52.0
Магній	Mg	24.31	Цинк	Zn	65.38

Температурний коефіцієнт деяких рідин (K^{-1}) для визначення коефіцієнта теплопровідності за довільної температури

Рідина	$b \cdot 10^3$	Рідина	$b \cdot 10^3$
Ацетон	-2.2	Етиловий спирт	-1.4
Бензол	-1.8	Метиловий спирт	-1.2
Вода	2.4	Нітробензол	-1.0
Гексан	-2.0	Пропіловий спирт	-1.4

Теплофізичні властивості водного розчину хлористого натрію

t_3 , °C	$\bar{x}$, % (мас.)	$\rho_{15^\circ\text{C}}$, кг/м ³	t , °C	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	Pr
-4.4	7	1050	20	3.843	1.03	0.593	7.0
-4.4	7	1050	10	3.835	1.34	0.576	9.4
-4.4	7	1050	0	3.827	1.78	0.559	12.8
-4.4	7	1050	-4	3.818	2.06	0.556	14.8
-7.5	11	1080	20	3.697	1.06	0.593	7.2
-7.5	11	1080	10	3.684	1.41	0.570	9.9
-7.5	11	1080	0	3.676	1.87	0.556	13.4
-7.5	11	1080	-5	3.672	2.26	0.549	16.4
-7.5	11	1080	-7.5	3.672	2.45	0.545	17.8
-9.8	13.6	1100	20	3.609	1.12	0.593	7.5
-9.8	13.6	1100	10	3.601	1.47	0.568	10.3
-9.8	13.6	1100	0	3.588	1.95	0.544	13.8
-9.8	13.6	1100	-5	3.584	2.37	0.547	17.1
-9.8	13.6	1100	-9.8	3.580	3.13	0.540	22.8
-12.2	16.2	1120	20	3.534	1.20	0.573	8.3
-12.2	16.2	1120	10	3.525	1.57	0.569	10.9
-12.2	16.2	1120	-5	3.508	2.58	0.544	18.6
-12.2	16.2	1120	-10	3.504	3.18	0.535	23.2
-12.2	16.2	1120	-12.2	3.500	3.84	0.533	28.2
-15.1	18.8	1140	20	3.462	1.26	0.582	8.5
-15.1	18.8	1140	10	3.454	1.63	0.566	11.3
-15.1	18.8	1140	0	3.442	2.25	0.550	16.1
-15.1	18.8	1140	-5	3.433	2.74	0.542	19.7
-15.1	18.8	1140	-10	3.429	3.40	0.533	24.8
-15.1	18.8	1140	-15	3.425	4.19	0.524	31.0
-18.2	21.2	1160	20	3.395	1.33	0.579	9.1
-18.2	21.2	1160	10	3.383	1.73	0.563	12.0
-18.2	21.2	1160	0	3.374	2.44	0.547	17.4
-18.2	21.2	1160	-5	3.366	2.96	0.538	21.4
-18.2	21.2	1160	-10	3.362	3.70	0.530	27.2
-18.2	21.2	1160	-15	3.358	4.55	0.522	33.7
-18.2	21.2	1160	-18	3.358	5.24	0.518	39.4
-21.2	23.1	1175	20	3.345	1.42	0.565	9.7
-21.2	23.1	1175	10	3.333	1.84	0.549	13.1
-21.2	23.1	1175	0	3.324	2.59	0.544	18.6
-21.2	23.1	1175	-5	3.320	3.20	0.536	23.2
-21.2	23.1	1175	-10	3.312	4.02	0.528	29.6
-21.2	23.1	1175	-15	3.308	4.90	0.520	36.6
-21.2	23.1	1175	-21	3.303	6.60	0.514	50.0

Коефіцієнти теплопровідності деяких матеріалів за 0...100 °С

Матеріал	Густина (для сипучих мате- ріалів насипна густина), кг/м ³	Коефіцієнт теплопровідності, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$
Азбест	600	0.151
Бетон	2300	1.28
Вініпласт	1380	0.163
Дерево (сосна) впоперек волокон	600	0.140...0.174
Дерево (сосна) уздовж 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 порошку	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

*За температури 800...1100 °С

Значення поправного коефіцієнта ϵ_l

Значення критерія Re	Відношення l/d					
	5	10	20	30	40	50 і більше
$1 \cdot 10^4$	1.34	1.23	1.13	1.07	1.03	1
$5 \cdot 10^4$	1.18	1.13	1.08	1.04	1.02	1
$1 \cdot 10^5$	1.15	1.10	1.06	1.03	1.02	1
$1 \cdot 10^6$	1.08	1.05	1.03	1.02	1.01	1

Термодинамічні властивості насиченої водяної пари залежно від тиску

Тиск (абсолютний) $p \cdot 10^{-5}$, Па	Темпе- ратура t , °C	Питомий об'єм v'' , м ³ /кг	Питома ентальпія рідини i' , кДж/кг	Питома ентальпія пари i'' , кДж/кг	Питома теплота пароутворен- ня $r = i'' - i'$, 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	81.33	3.273	340.8	2646.4	2305.6
0.60	85.93	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	2730.3	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	714.9	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	2786.8	2011.6

Термодинамічні властивості насиченої водяної пари залежно від температури

Темпе- ратура $t, ^\circ\text{C}$	Тиск (абсолютний) $p \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	Питомий об'єм $v'',$ $\text{м}^3/\text{кг}$	Питома ентальпія рідини $i',$ $\text{кДж}/\text{кг}$	Питома ентальпія пари $i'',$ $\text{кДж}/\text{кг}$	Питома теплота пароутворен- ня $r = i'' - i',$ $\text{кДж}/\text{кг}$
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	2459.5
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	4.857	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

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

Середнє значення термічного опору теплопровідності забруднень стінки

Теплоносій	Термічний опір теплопровідності забруднень стінки $R_{\text{забр}} \cdot 10^4 = \frac{\delta_{\text{забр}}}{\lambda_{\text{забр}}} \cdot 10^4, \frac{\text{м}^2 \cdot \text{К}}{\text{Вт}}$
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 оливи)	1.7
Нафтопродукти сирі	8.6
Нафтопродукти чисті, оливи, пара холодоагентів	3.4
Органічна пара	0.86
Органічні рідини, розсоли, рідкі холодоагенти	1.7
Повітря	3.6

* Для води більші значення термічного опору теплопровідності забруднень відповідають вищим температурам

Деякі атомні об'єми хімічних елементів та мольні об'єми газів

Атомний об'єм, см ³ /атом		Мольний об'єм газу, см ³ /атом	
B	27.0	H ₂	14.3
C	14.8	O ₂	25.6
Cl	24.6	N ₂	31.2
H	3.7	Повітря	29.9
N в первинних амінах	10.5	CO	30.7
N у вторинних амінах	12.0	CO ₂	34.0
N з двома насиченими зв'язками	15.6	SO ₂	44.8
O з двома насиченими зв'язками	7.4	NO	23.6
O в альдегідах і кетонах	7.4	N ₂ O	36.4
O в складних ефірах	9.1	NH ₃	25.8
O в простих ефірах	9.9	H ₂ O	18.9
O у вищих простих і складних ефірах	11.0	H ₂ S	32.9
		COS	51.5
O в кислотах	12.0	Cl ₂	48.4
O в сполуках з S, P, N	8.3	Br ₂	53.2
S	25.6	I ₂	71.5
I	37.0		
Структурні сталі*			
Бензольне кільце		-15	
Нафталінове кільце		-30	
Антраценове кільце		-47.5	

*Для розрахунку мольного об'єму хімічної сполуки значення відповідної структурної сталої потрібно додати до суми атомних об'ємів

**Коефіцієнти дифузії газів і пари в повітрі
(за нормальних умов $T_0 = 0\text{ }^{\circ}\text{C} = 273.15\text{ K}$
і $P_0 = 760\text{ мм рт.ст.} = 1.013 \cdot 10^5\text{ Па}$)***

Газ	$D_0 \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	$D_0, \text{ м}^2/\text{год}$
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
Сірковуглець	8.9	0.0320
Сірчаний ангідрид	9.4	0.0338
Хлористий водень	13.0	0.0468

* За інших температур і тисків

$$D = D_0 \cdot (P_0/P) \cdot (T/T_0)^{3/2}$$

Коефіцієнти дифузії деяких газів у воді за $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ *

Газ	$D_0 \cdot 10^9, \text{ м}^2/\text{с}$	$D_0 \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{год}$
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 (за $12\text{ }^{\circ}\text{C}$)	2.3	8.28

*За інших температур

$$D_t = D_{20} \cdot (1 + 0.02 \cdot (t - 20))$$

Густина твердих матеріалів

Матеріал	Густи- на, кг/м ³	Насипна густина, кг/м ³	Матеріал	Густи- на, 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	1450	800
			кристалічна		
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			
Каолін	2200	-	Метали		
Каучук	930	-	Алюміній	2700	-
Кварц	2650	1500	Латунь	8500	-
Кераміка	2600	-	Мідь катана	8800	
кислотостійка			Свинець	11400	-
Кокс	1300	500	Сталь	7850	-
Колчедан сірчаний	5000	3300	Чавун сірий	7250	-
Корок	240	-			
Крейда кускова	2200	1300	Вогнетриви		
Литво кам'яне	3000	-	Динас	1900	-
Мармур	2600	-	Магнезит	2900	-
			Шамот	1900	-

Густина водних розчинів хлористого натрію та хлористого кальцію

$\bar{x}$, % (мас.)	Значення ρ , кг/м ³ , за t , °C					
	+15	0	-5	-10	-15	-20
Розчин хлористого натрію						
10	1075	1078	1079	-	-	-
11	1082	1086	1087	-	-	-
12	1089	1093	1095	-	-	-
13	1098	1101	1102	-	-	-
14	1103	1108	1110	-	-	-
15	1111	1116	1117	1119	-	-
16	1119	1124	1125	1125	-	-
17	1127	1133	1134	1135	-	-
18	1134	1141	1142	1144	-	-
19	1141	1147	1148	1149	1151	-
20	1151	1158	1160	1162	1163	-
21	1160	1165	1168	1169	1171	-
22	1168	1174	1176	1178	1180	-
23	1174	1181	1183	1185	1187	1188
24	1184	1191	1194	1196	1198	-
25	1193	1199	1202	1204	-	-
	+15	0	-10	-20	-30	-40
Розчин хлористого кальцію						
15	1132	1137	1140	-	-	-
16	1142	1147	1150	-	-	-
17	1151	1157	1160	-	-	-
18	1161	1167	1170	-	-	-
19	1171	1177	1180	-	-	-
20	1181	1187	1190	-	-	-
21	1191	1197	1201	1205	-	-
22	1201	1207	1211	1215	-	-
23	1211	1218	1222	1226	-	-
24	1222	1228	1233	1237	-	-
25	1232	1239	1244	1248	-	-
26	1243	1250	1254	1259	1263	-
27	1252	1261	1266	1270	1275	-
28	1264	1272	1277	1282	1287	-
29	1275	1283	1288	1293	1298	1303
30	1286	1294	1298	1304	1310	1315

**Середня питома теплоємність деяких твердих матеріалів
за 0...100°C, кДж/(кг·К)**

Алюміній	0.92	Лід	2.14
Азбест	0.84	Литво кам'яне	0.84
Бетон	1.13	Магnezія	0.92
Бронза	0.385	Мідь	0.385
Вапняк, вапно	0.92	Нафталін	1.30
Вініпласт	1.76	Парафін	2.72
Вовна	1.63	Пісок сухий	0.80
Вугілля кам'яне	1.30	Свинець	0.13
Глина	0.92	Скло	0.42...0.84
Гума	1.68	Сталь	0.50
Дерево (сосна)	2.72	Текстоліт	1.47
Залізо	0.50	Цегла вогнетривка	0.88...1.01
Каолін	0.92	Цегла червона	0.92
Кварц	0.80	Целюлоза	1.55
Кокс	0.84	Цинк	0.38
Корок	1.68	Чавун	0.50
Крейда	0.88	Шлак	0.75
Латунь	0.394		

Мольна теплоємність газів, кДж/(кмоль·К), ($P_{абс} = 101.3$ кПа)*

Газ	Молекуляр- на маса, кг/кмоль	Температура, °C			
		0	100	300	600
Азот	28.0	29.0	29.3	30.0	31.0
Аміак	17.0	35.3	37.9	43.2	50.1
Водень	2.02	29.1	29.3	29.7	30.4
Водяна пара	18.0	35.0	35.5	36.7	39.3
Двоокис вуглецю	44.0	38.6	41.1	45.7	54.3
Двоокис сірки	64.1	38.6	41.1	45.7	54.3
Кисень	32.0	29.0	29.3	30.0	31.0
Метан	16.0	35.7	39.7	47.8	59.8
Окис вуглецю	28.0	29.0	29.3	30.0	31.0
Повітря	29.0	29.0	29.3	30.0	31.0
Сірководень	34.1	34.3	35.8	38.8	43.3
Хлор	70.9	36.3	36.4	36.7	37.0

*З допустимим наближенням даними таблиці можна користуватись і за тисків в декілька разів вищих

**Коефіцієнт об'ємного розширення β водних розчинів
хлористих натрію і кальцію**

$\bar{x}$, % (мас.)	Значення $\beta \cdot 10^4$, $1/K$, за t , $^{\circ}C$					
	-30	-20	-10	0	10	20
Розчин хлористого натрію						
10	-	1.8	1.8	1.8	1.9	1.9
15	-	2.6	2.7	2.7	2.8	2.8
20	-	2.8	3.2	3.6	4.0	4.5
23	-	3.0	3.4	3.8	4.2	4.7
Розчин хлористого кальцію						
15	0.8	1.3	1.9	2.4	2.9	3.4
20	2.1	2.4	2.8	3.2	3.5	3.9
25	3.1	3.3	3.5	3.7	3.9	4.
30	3.9	4.0	4.0	4.1	4.2	4.3

Поверхневий натяг рідин

Рідина	Температура, °C	Поверхневий натяг $\sigma \cdot 10^3$, Н/м	Формула залежності σ від температури
Азот рідкий	-196	8.5	
Анілін	20	42.9	
Ацетон	0	26.2	$\sigma_t = \sigma_0 - 12.7 \cdot 10^{-5} \cdot t$
	20	23.7	
	40	21.2	
	60	18.6	
Бензол	0	31.6	$\sigma_t = \sigma_0 - 14.6 \cdot 10^{-5} \cdot t$
	30	27.6	
	60	23.7	
Вода	0	75.6	$\sigma_t = \sigma_0 - 17.5 \cdot 10^{-5} \cdot t$
	20	72.7	
	60	66.2	
	100	58.9	
	130	52.9	
Етилацетат	20	23.9	
Ефір діетиловий	20	17.0	$\sigma_t = \sigma_0 - 11.5 \cdot 10^{-5} \cdot t$
Кисень рідкий	-183	13.2	
Кислота мурашина	17	37.5	
	80	30.8	
Кислота оцтова	20	27.8	
Олива маслинова	20	32.0	
Олива парафінова	25	26.4	
Сірковуглець	19	33.6	
	46	29.4	
Скипидар	15	27.3	
Спирт етиловий	0	24.1	$\sigma_t = \sigma_0 - 9.2 \cdot 10^{-5} \cdot t$
	20	22.8	
	40	20.2	
	60	18.4	
Спирт метиловий	20	22.6	
Спирт пропіловий	20	23.8	
Толуол	15	28.8	
Хлороформ	10	28.5	
	60	21.7	
Чотирихлористий вуглець	20	26.8	

Поверхневий натяг водних розчинів, $\sigma \cdot 10^3$, Н/м

Розчинена речовина	Температура, °C	Концентрація, мас., %			
		5	10	20	50
H ₂ SO ₄	18	-	74.1	75.2	77.3
HNO ₃	20	-	72.7	71.1	65.4
NaOH	20	74.6	77.3	85.8	-
NaCl	18	74.0	75.5	-	-
Na ₂ SO ₄	18	73.8	75.2	-	-
NaNO ₃	30	72.1	72.8	74.4	79.8
KCl	18	73.6	74.8	77.3	-
KNO ₃	18	73.0	73.6	75.0	-
K ₂ CO ₃	10	75.8	77.0	79.2	106.4
NH ₄ OH	18	66.5	63.5	59.3	-
NH ₄ Cl	18	73.3	74.5	-	-
NH ₄ NO ₃	100	59.2	60.1	61.6	67.5
MgCl ₂	18	73.8	-	-	-
CaCl ₂	18	73.7	-	-	-

Концентрації, % мас., деяких водних розчинів, які киплять за атмосферного тиску

Розчинена речовина	Температура кипіння, °C																		
	101	102	103	104	105	107	110	115	120	125	140	160	180	200	220	240	260	280	300
CaCl ₂	5.66	10.31	14.16	17.36	20.00	24.24	29.33	35.68	40.83	45.80	57.89	68.94	75.85	-	-	-	-	-	-
KOH	4.49	8.51	11.97	14.82	17.01	20.88	25.65	31.97	36.51	40.23	48.05	54.89	60.41	64.91	68.73	72.46	75.76	78.95	81.63
KCl	8.42	14.31	18.96	23.02	26.57	32.62	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
K ₂ CO ₃	10.31	18.37	24.24	28.57	32.24	37.69	43.97	50.86	56.04	60.40	-	-	-	-	-	-	-	-	-
KNO ₃	13.19	23.66	32.23	39.20	45.10	54.65	65.34	79.53	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
MgCl ₂	4.67	8.42	11.66	14.31	16.59	20.32	24.41	29.48	33.07	36.02	38.61	-	-	-	-	-	-	-	-
MgSO ₄	14.31	22.78	28.31	32.23	35.32	42.86	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
NaOH	4.12	7.40	10.15	12.51	14.53	18.32	23.08	26.21	33.77	37.58	48.32	60.13	69.97	77.53	84.03	88.89	93.02	95.92	98.47
NaCl	6.19	11.03	14.67	17.69	20.32	25.09	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
NaNO ₃	8.26	15.61	21.87	27.53	32.43	40.47	49.87	60.94	68.94	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Na ₂ SO ₄	15.26	24.81	30.73	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Na ₂ CO ₃	9.42	17.22	23.72	29.18	33.86	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
CuSO ₄	26.95	39.98	40.83	44.47	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
ZnSO ₄	20.00	31.22	37.89	42.92	46.15	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
NH ₄ NO ₃	9.09	16.66	23.08	29.08	34.21	42.53	51.92	63.24	71.26	77.11	87.09	93.20	96.00	97.61	98.84	-	-	-	-
NH ₄ Cl	6.10	11.35	15.96	19.80	22.89	28.37	35.98	46.95	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
(NH ₄) ₂ SO ₄	13.34	23.14	30.65	36.71	41.79	49.73	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Тиск насиченої водяної пари за температур від -20 до 100 °С

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{кПа}$	$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{кПа}$	$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{кПа}$	$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{кПа}$
-20	0.124	+11	1.314	+41	7.776	+71	32.519
-19	0.136	+12	1.404	+42	8.197	+72	33.944
-18	0.148	+13	1.499	+43	8.637	+73	35.422
-17	0.161	+14	1.600	+44	9.097	+74	36.954
-16	0.157	+15	1.707	+45	9.578	+75	38.541
-15	0.190	+16	1.820	+46	10.081	+76	40.186
-14	0.208	+17	1.939	+47	10.607	+77	41.890
-13	0.224	+18	2.065	+48	11.156	+78	43.655
-12	0.243	+19	2.199	+49	11.729	+79	45.482
-11	0.264	+20	2.340	+50	12.327	+80	47.374
-10	0.286	+21	2.489	+51	12.952	+81	49.331
-9	0.309	+22	2.646	+52	13.603	+82	51.356
-8	0.334	+23	2.811	+53	14.282	+83	53.451
-7	0.361	+24	2.986	+54	14.991	+84	55.617
-6	0.390	+25	3.169	+55	15.729	+85	57.857
-5	0.421	+26	3.363	+56	16.497	+86	60.172
-4	0.454	+27	3.567	+57	17.298	+87	62.565
-3	0.490	+28	3.782	+58	18.132	+88	65.037
-2	0.528	+29	4.007	+59	19.000	+89	67.591
-1	0.568	+30	4.245	+60	19.904	+90	70.229
0	0.611						
+1	0.657	+31	4.494	+61	20.843	+91	72.952
+2	0.706	+32	4.756	+62	21.821	+92	75.763
+3	0.758	+33	5.031	+63	22.837	+93	78.665
+4	0.814	+34	5.320	+64	23.893	+94	81.659
+5	0.873	+35	5.623	+65	24.990	+95	84.748
+6	0.936	+36	5.941	+66	26.131	+96	87.934
+7	1.003	+37	6.275	+67	27.315	+97	91.219
+8	1.074	+38	6.625	+68	28.544	+98	94.607
+9	1.149	+39	6.991	+69	29.821	+99	98.099
+10	1.229	+40	7.375	+70	31.145	+100	101.33

**Теплофізичні властивості вологого повітря на лінії насичення
за тиску $P_{абс} = 101.3$ кПа***

t , °C	$p_{н.п}$, кПа	ρ , кг/м ³	$d(x \cdot 10^3)$, г кг сух. пов.	$c_p^{(1+x)}$, кДж кг·К	$\lambda \cdot 10^2$, Вт м·К	$\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Pr
0	0.6111	1.290	3.78	1.0082	2.380	18.3	17.4	13.50	0.737
10	1.2288	1.242	7.64	1.0115	2.466	19.6	17.9	14.42	0.734
20	2.3398	1.194	14.7	1.0176	2.520	20.7	18.4	15.37	0.743
30	4.2445	1.147	27.2	1.0282	2.556	21.7	18.7	16.34	0.752
40	7.3746	1.097	48.8	1.0464	2.569	22.4	19.0	17.33	0.774
50	12.3274	1.043	86.2	1.0766	2.552	22.8	19.1	18.34	0.806
60	19.9035	0.981	152.1	1.1263	2.501	22.6	19.0	19.36	0.856
70	31.1449	0.909	276.1	1.2112	2.418	21.9	18.5	20.33	0.927
80	47.3737	0.823	546.4	1.3482	2.323	20.9	17.4	21.12	1.010
90	70.2285	0.717	1405.9	1.5875	2.283	20.0	15.4	21.42	1.071
100	101.3	0.587	-	2.1350	2.372	18.6	12.0	20.44	1.080

*З допустимим наближенням даними таблиці можна користуватись і за тисків у декілька разів вищих

**Термодинамічні властивості насиченої пари
дифтордихлорметану-хладону-12 (R12)**

Темпе- ратура $t, ^\circ\text{C}$	Тиск (абсолют- ний) $p \cdot 10^{-5},$ Па	Питомий об'єм		Питома ентальпія		Питома теплота пароутво- рення $r = i'' - i',$ кДж/кг
		рідини $v' \cdot 10^3,$ м ³ /кг	пари $v'',$ м ³ /кг	рідини $i',$ кДж/кг	пари $i'',$ кДж/кг	
-50	0.3919	0.6468	0.3834	354.55	528.90	174.35
-45	0.5051	0.6527	0.3029	358.93	531.25	172.32
-40	0.6430	0.6588	0.2421	363.34	533.60	170.26
-35	0.8088	0.6651	0.1956	367.80	535.95	168.15
-30	1.006	0.6717	0.1595	372.29	538.30	166.01
-25	1.240	0.6784	0.1314	376.81	540.63	163.82
-20	1.513	0.6854	0.1091	381.38	542.96	161.58
-15	1.830	0.6927	0.09125	385.98	545.26	159.28
-10	2.196	0.7003	0.07689	390.63	547.55	156.92
-5	2.614	0.7082	0.06522	395.30	549.82	154.52
0	3.091	0.7164	0.05566	400.00	552.06	152.06
+5	3.629	0.7250	0.04776	404.75	554.28	149.53
+10	4.235	0.7340	0.04119	409.54	556.45	146.91
+15	4.913	0.7434	0.03569	414.36	558.59	144.23
+20	5.669	0.7533	0.03105	419.22	560.69	141.47
+25	6.508	0.7637	0.02712	424.13	562.73	138.60
+30	7.435	0.7748	0.02376	429.08	564.72	135.64
+35	8.456	0.7864	0.02088	434.09	566.64	132.55
+40	9.577	0.7989	0.01840	439.16	568.48	129.32
+45	10.80	0.8122	0.01625	444.28	570.24	125.96
+50	12.14	0.8264	0.01437	449.49	571.89	122.40

Термофізичні властивості сухої насиченої пари хладону-12 (R12)

$t, ^\circ\text{C}$	$p \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$r, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$	$c_p, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	$\lambda \cdot 10^{-2}, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$\alpha \cdot 10^6, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	Pr
-50	0.3919	2.608	174.4	0.536	0.596	4.26	10.74	4.118	0.97
-40	0.6430	4.131	170.3	0.556	0.652	2.84	10.99	2.660	0.94
-30	1.006	6.270	166.0	0.576	0.708	1.96	11.28	1.799	0.92
-20	1.513	9.166	161.6	0.597	0.764	1.40	11.64	1.270	0.91
-10	2.196	13.01	156.9	0.620	0.820	1.02	11.96	0.920	0.90
0	3.091	17.97	152.1	0.644	0.876	0.757	12.39	0.689	0.91
10	4.235	24.28	146.9	0.670	0.936	0.576	12.87	0.530	0.92
20	5.669	32.21	141.5	0.698	1.000	0.445	13.52	0.420	0.94
30	7.435	42.09	135.6	0.730	1.065	0.347	14.31	0.340	0.98
40	9.577	54.35	129.3	0.767	1.135	0.272	14.67	0.270	0.99
50	12.14	69.59	122.4	0.813	1.210	0.214	15.31	0.220	1.03

Теплофізичні властивості насиченої рідини хладону-12 (R12)

t °C	$p \cdot 10^{-5}$, Па	ρ , кг/м ³	$\frac{c_p}{\kappa_{ДЖ}}$ кг·К	λ , $\frac{Вт}{м \cdot К}$	$\alpha \cdot 10^6$, $\frac{м^2}{с}$	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, $\frac{м^2}{с}$	$\beta \cdot 10^4$, К ⁻¹	$\sigma \cdot 10^4$, Н/м	Pr
-50	0.3919	1546	0.870	0.0930	0.0691	496	0.303	17.8	196	4.38
-40	0.6430	1518	0.884	0.0896	0.0668	408	0.269	18.4	181	4.03
-30	1.006	1489	0.900	0.0861	0.0642	360	0.242	19.4	167	3.77
-20	1.513	1459	0.915	0.0828	0.0621	316	0.217	20.5	152	3.49
-10	2.196	1428	0.930	0.0795	0.0599	277	0.194	21.8	138	3.24
0	3.091	1396	0.944	0.0762	0.0578	245	0.176	23.3	124	3.04
10	4.235	1362	0.960	0.0730	0.0558	219	0.161	25.0	110	2.89
20	5.669	1327	0.979	0.0699	0.0538	198	0.149	27.0	97	2.77
30	7.435	1291	1.000	0.0668	0.0517	177	0.137	29.4	84	2.65
40	9.577	1252	1.028	0.0638	0.0496	159	0.127	32.6	71	2.56
50	12.14	1210	1.064	0.0608	0.0472	143	0.118	36.4	58	2.50

**Термодинамічні властивості насиченої пари
дифтормонохлорметану-хладону-22 (R22)**

Темпе- ратура $t, ^\circ\text{C}$	Тиск (абсолют- ний) $p \cdot 10^{-5},$ Па	Питомий об'єм		Питома ентальпія		Питома теплота пароутво- рення $r = i'' - i',$ кДж/кг
		рідини $v' \cdot 10^3,$ м ³ /кг	пари $v'',$ м ³ /кг	рідини $i',$ кДж/кг	пари $i'',$ кДж/кг	
-50	0.6453	0.6969	0.3234	443.6	683.0	239.4
-45	0.8294	0.7037	0.2559	449.1	685.3	236.2
-40	1.053	0.7112	0.2048	454.6	687.6	233.0
-35	1.321	0.7184	0.1656	460.2	689.9	229.7
-30	1.640	0.7262	0.1352	465.7	692.2	226.5
-25	2.016	0.7342	0.1113	471.3	694.4	223.1
-20	2.455	0.7424	0.09242	477.0	696.5	219.5
-15	2.964	0.7513	0.07734	482.7	698.6	215.9
-10	3.550	0.7604	0.06510	488.4	700.6	212.2
-5	4.220	0.7698	0.05516	494.2	702.6	208.4
0	4.981	0.7800	0.04699	500.0	704.4	204.4
+5	5.842	0.7905	0.04026	505.9	706.2	200.3
+10	6.809	0.8013	0.03464	511.8	707.9	196.1
+15	7.892	0.8130	0.02992	517.8	709.5	191.7
+20	9.097	0.8258	0.02595	523.9	711.0	187.1
+25	10.435	0.8389	0.02258	530.1	712.4	182.3
+30	11.913	0.8532	0.01970	536.4	713.7	177.3
+35	13.541	0.8688	0.01723	542.8	714.8	172.0
+40	15.327	0.8850	0.01509	549.3	715.7	166.4
+45	17.283	0.9033	0.01324	556.0	716.4	160.4
+50	19.418	0.9234	0.01163	562.8	716.9	154.1

Термодинамічні властивості сухої насиченої пари хладону-22 (R22)

$t, ^\circ\text{C}$	$p \cdot 10^{-5},$ Па	$\rho,$ кг/м ³	$r,$ кДж/кг	$c_p,$ кДж/кг·К	$\lambda \cdot 10^2,$ Вт/м·К	$\alpha \cdot 10^6,$ м ² /с	$\mu \cdot 10^6,$ Па·с	$\nu \cdot 10^6,$ м ² /с	Pr
-50	0.6453	3.092	239.4	0.592	0.66	3.60	9.99	3.23	0.90
-40	1.053	4.883	233.0	0.619	0.72	2.38	10.50	2.15	0.90
-30	1.640	7.396	226.4	0.648	0.78	1.63	10.88	1.47	0.90
-20	2.455	10.82	219.5	0.679	0.84	1.14	11.25	1.04	0.91
-10	3.550	15.36	212.2	0.714	0.90	0.821	11.72	0.763	0.93
0	4.981	21.28	204.4	0.754	0.97	0.604	11.98	0.563	0.93
10	6.809	28.87	196.1	0.801	1.05	0.454	12.25	0.424	0.93
20	9.097	38.54	187.1	0.851	1.13	0.343	12.68	0.329	0.96
30	11.913	50.76	177.3	0.924	1.23	0.262	12.84	0.253	0.97
40	15.327	66.27	166.4	1.010	1.34	0.200	13.18	0.199	1.00
50	19.418	85.98	154.1	1.126	1.47	0.152	13.60	0.158	1.04

Теплофізичні властивості сухої насиченої рідини хладону-22 (R22)

t °C	$p \cdot 10^{-5}$, Па	ρ , кг/м ³	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$\alpha \cdot 10^6$, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\beta \cdot 10^4$, К^{-1}	$\sigma \cdot 10^4$, $\frac{\text{Н}}{\text{м}}$	Pr
-50	0.6453	1435	1.094	0.1153	0.0734	378	0.263	16.8	199	3.58
-40	1.053	1406	1.104	0.1108	0.0714	349	0.248	18.4	182	3.47
-30	1.640	1377	1.116	0.1064	0.0692	324	0.235	20.1	166	3.40
-20	2.455	1347	1.130	0.1021	0.0671	302	0.224	22.1	150	3.34
-10	3.550	1315	1.147	0.0977	0.0648	283	0.215	24.1	133	3.32
0	4.981	1282	1.167	0.0934	0.0624	267	0.208	26.3	117	3.33
10	6.809	1248	1.193	0.0892	0.0599	253	0.203	29.1	102	3.39
20	9.097	1211	1.226	0.0849	0.0572	240	0.198	32.7	87	3.46
30	11.913	1172	1.269	0.0807	0.0543	229	0.195	37.7	72	3.59
40	15.327	1130	1.330	0.0765	0.0509	219	0.194	44.9	58	3.81
50	19.418	1083	1.416	0.0722	0.0471	210	0.194	55.0	45	4.12

Термодинамічні властивості насиченої пари аміаку (R717)

Темпе- ратура t , °C	Тиск (абсолют- ний) $p \cdot 10^{-5}$, Па	Питомий об'єм		Питома ентальпія		Питома теплота пароутво- рення $r = i'' - i'$, кДж/кг
		рідини $v' \cdot 10^3$, м³/кг	пари v'' , м³/кг	рідини i' , кДж/кг	пари i'' , кДж/кг	
-50	0.4082	1.424	2.6288	275.1	1692.0	1416.9
-45	0.5448	1.436	2.0072	297.2	1700.2	1403.0
-40	0.7169	1.449	1.5530	319.4	1708.3	1388.9
-35	0.9310	1.462	1.2162	341.6	1716.0	1374.4
-30	1.1945	1.475	0.9634	363.9	1723.5	1359.6
-25	1.5151	1.489	0.7710	386.3	1730.3	1344.0
-20	1.9014	1.504	0.6230	408.8	1737.5	1328.7
-15	2.3625	1.518	0.5081	431.4	1744.1	1312.7
-10	2.9083	1.534	0.4179	454.2	1750.2	1296.1
-5	3.5491	1.550	0.3463	477.0	1756.1	1279.1
0	4.2957	1.566	0.2890	500.0	1761.5	1261.5
+5	5.1597	1.583	0.2428	523.1	1766.6	1243.5
+10	6.1531	1.601	0.2052	546.4	1771.2	1224.8
+15	7.2881	1.619	0.1745	569.8	1775.4	1205.6
+20	8.5777	1.639	0.1491	593.5	1779.2	1185.7
+25	10.035	1.659	0.1280	617.3	1782.5	1165.2
+30	11.675	1.680	0.1104	641.3	1785.3	1144.0
+35	13.510	1.702	0.09569	665.6	1787.6	1122.0
+40	15.555	1.726	0.08313	690.2	1789.2	1099.0
+45	17.826	1.751	0.07250	715.0	1790.3	1075.3
+50	20.337	1.777	0.06341	740.2	1790.7	1050.5

Теплофізичні властивості сухої насиченої пари аміаку (R717)

$t, ^\circ\text{C}$	$p \cdot 10^{-5},$ Па	$\rho,$ кг/м ³	$r,$ кДж кг	$\frac{c_p}{\text{кДж}}$ кг·К	$\lambda \cdot 10^2,$ Вт м·К	$\alpha \cdot 10^6,$ м ² /с	$\mu \cdot 10^6,$ Па·с	$\nu \cdot 10^6,$ м ² /с	Pr
-50	0.4082	0.3804	1416.9	2.118	1.70	21.1	7.85	20.636	0.98
-40	0.7169	0.6439	1388.9	2.184	1.80	12.8	8.07	12.533	0.98
-30	1.195	1.038	1359.6	2.267	1.91	8.12	8.30	7.996	0.98
-20	1.901	1.605	1328.7	2.368	2.03	5.34	8.54	5.321	1.00
-10	2.908	2.393	1296.1	2.486	2.17	3.65	8.80	3.677	1.01
0	4.296	3.460	1261.5	2.624	2.33	2.57	9.07	2.621	1.02
10	6.153	4.873	1224.8	2.783	2.50	1.84	9.36	1.921	1.04
20	8.578	6.707	1185.7	2.966	2.69	1.35	9.68	1.443	1.07
30	11.675	9.058	1144.0	3.177	2.91	1.01	10.00	1.104	1.09
40	15.556	12.029	1099.0	3.424	3.15	0.765	10.35	0.860	1.12
50	20.337	15.770	1050.5	3.719	3.43	0.585	10.72	0.680	1.16

Теплофізичні властивості насиченої рідини аміаку (R717)

$t, ^\circ\text{C}$	$p \cdot 10^{-5},$ Па	$\rho,$ кг/м ³	$\frac{c_p}{\text{кДж}}$ кг·К	$\lambda,$ $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$	$\alpha \cdot 10^6,$ $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\mu \cdot 10^6,$ Па·с	$\nu \cdot 10^6,$ $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	$\sigma \cdot 10^4,$ Н/м	Pr
-50	0.4082	702.2	4.404	0.585	0.189	315	0.449	481	2.38
-40	0.7169	690.1	4.434	0.570	0.186	276	0.400	448	2.15
-30	1.195	678.0	4.468	0.554	0.183	243	0.358	416	1.96
-20	1.901	664.9	4.506	0.538	0.180	216	0.325	384	1.81
-10	2.908	651.9	4.549	0.522	0.176	194	0.298	353	1.69
0	4.296	638.6	4.599	0.506	0.172	175	0.274	323	1.59
10	6.153	624.6	4.659	0.490	0.168	159	0.255	293	1.52
20	8.578	610.1	4.731	0.472	0.164	145	0.238	264	1.45
30	11.675	595.2	4.821	0.455	0.159	132	0.222	234	1.40
40	15.556	579.4	4.931	0.436	0.153	121	0.209	206	1.37
50	20.337	562.7	5.070	0.417	0.146	110	0.195	177	1.34

Теплофізичні властивості етиленгліколю і гліцерину

$t,$ °C	$\rho,$ кг/м ³	$c_p,$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\nu \cdot 10^6,$ м ² /с	$\lambda,$ $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$a \cdot 10^7,$ м ² /с	Pr
Етиленгліколь						
0	1130.1	2.294	67.62	0.242	0.933	724.8
20	1116.1	2.382	19.17	0.249	0.938	204.4
40	1100.8	2.474	8.69	0.256	0.938	92.6
60	1087.1	2.562	4.75	0.260	0.931	51.0
80	1077.1	2.650	2.98	0.262	0.922	32.3
100	1057.9	2.742	2.03	0.263	0.908	22.4
Гліцерин						
0	1275.4	2.261	8.31	0.283	0.983	84.5
10	1269.4	2.320	3.00	0.284	0.964	31.1
20	1263.3	2.386	1.28	0.286	0.947	13.5
30	1257.4	2.445	0.50	0.286	0.931	5.4
40	1251.3	2.512	0.22	0.286	0.914	2.4
50	1244.3	2.583	0.15	0.287	0.894	1.7

Теплофізичні властивості водного розчину етиленгліколю

t_3 , °C	$\bar{x}$, % (мас.)	$\rho_{15^\circ\text{C}}$, кг/м ³	t , °C	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{K}}$	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{K}}$	Pr
-2	4.6	1005	50	4.15	0.586	0.616	3.96
-2	4.6	1005	20	4.15	1.07	0.582	7.7
-2	4.6	1005	10	4.13	1.365	0.570	9.9
-2	4.6	1005	0	4.11	1.95	0.546	14.4
-4	8.4	1010	50	4.11	0.68	0.534	4.75
-4	8.4	1010	20	4.07	1.17	0.57	8.4
-4	8.4	1010	10	4.07	1.55	0.558	11.4
-4	8.4	1010	0	4.07	2.29	0.546	16.7
-5	12.2	1015	50	4.07	0.677	0.582	4.8
-5	12.2	1015	20	4.04	1.35	0.546	10.1
-5	12.2	1015	10	4.01	1.84	0.54	13.8
-5	12.2	1015	0	3.99	2.51	0.535	18.9
-7	16	1020	50	4.03	0.77	0.558	5.65
-7	16	1020	20	3.95	1.45	0.535	10.8
-7	16	1020	10	3.92	2.02	0.84	15.4
-7	16	1020	0	3.9	2.79	0.512	21.6
-7	16	1020	-5	3.9	3.37	0.5	26.6
-10	19.8	1025	50	3.99	0.76	0.546	5.7
-10	19.8	1025	20	3.9	1.63	0.524	12.5
-10	19.8	1025	10	3.88	2.2	0.512	17
-10	19.8	1025	0	3.86	3.06	0.5	24.2
-10	19.8	1025	-5	3.8	3.73	0.488	30
-13	23.6	1030	50	3.95	0.858	0.521	6.6
-13	23.6	1030	20	3.86	1.72	0.5	13.7
-13	23.6	1030	10	3.82	2.48	0.494	19.6
-13	23.6	1030	0	3.78	3.44	0.488	27.4
-13	23.6	1030	-10	3.78	4.95	0.488	39.4
-15	27.4	1035	50	3.85	0.855	0.512	6.7
-15	27.4	1035	20	3.78	1.9	0.488	15.2
-15	27.4	1035	0	3.73	3.8	0.477	31
-15	27.4	1035	-10	3.7	5.5	0.477	44
-15	27.4	1035	-15	3.67	6.83	0.472	55
-17	31.2	1040	50	3.82	0.94	0.5	7.5
-17	31.2	1040	20	3.73	2.07	0.477	16.8
-17	31.2	1040	0	3.65	4.25	0.465	34.5
-17	31.2	1040	-10	3.65	6.45	0.465	52
-17	31.2	1040	-15	3.63	7.9	0.46	65

t_3 , °C	$\bar{x}$, % (мас.)	$\rho_{15^\circ\text{C}}$, кг/м ³	t , °C	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	Pr
-21	35	1045	50	3.73	1.03	0.477	8.4
-21	35	1045	20	3.65	2.35	0.465	19.2
-21	35	1045	0	3.57	4.7	0.465	37.7
-21	35	1045	-10	3.57	7.35	0.454	60
-21	35	1045	-15	3.55	8.9	0.454	73
-21	35	1045	-20	3.52	11.3	0.454	92
-26	38.8	1050	50	3.69	1.12	0.465	9.3
-26	38.8	1050	20	3.57	2.63	0.454	21.6
-26	38.8	1050	0	3.53	5.32	0.454	44
-26	38.8	1050	-10	3.48	8.25	0.454	67
-26	38.8	1050	-15	3.46	10.3	0.454	82
-26	38.8	1050	-20	3.44	13.5	0.454	107
-26	38.8	1050	-25	3.55	17.8	0.454	144
-29	42.6	1055	50	3.61	1.3	0.442	11.2
-29	42.6	1055	20	3.48	2.78	0.442	23
-29	42.6	1055	0	3.44	5.85	0.442	47.5
-29	42.6	1055	-10	3.40	9.1	0.442	73
-29	42.6	1055	-15	3.38	11.7	0.442	93
-29	42.6	1055	-20	3.36	15.2	0.442	122
-29	42.6	1055	-25	3.33	20.5	0.442	162
-33	46.4	1060	50	3.53	1.48	0.430	12.8
-33	46.4	1060	20	3.4	3.24	0.430	27
-33	46.4	1060	0	3.36	6.28	0.430	51.5
-33	46.4	1060	-10	3.32	10.2	0.430	84
-33	46.4	1060	-15	3.29	13	0.430	105
-33	46.4	1060	-20	3.27	17.2	0.430	140
-33	46.4	1060	-25	3.25	22.6	0.430	180
-33	46.4	1060	-30	3.23	30.5	0.430	242

Теплофізичні властивості водного розчину хлористого кальцію

t_3 , °C	$\bar{x}$, % (мас.)	$\rho_{15^\circ\text{C}}$, кг/м ³	t , °C	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	Pr
-5.2	9.4	1080	20	3.642	1.15	0.584	7.7
-5.2	9.4	1080	10	3.634	1.44	0.570	9.9
-5.2	9.4	1080	0	3.626	2.00	0.556	14.1
-5.2	9.4	1080	-5	3.601	2.36	0.549	16.7
-10.2	14.7	1130	20	3.362	1.32	0.576	8.7
-10.2	14.7	1130	10	3.349	1.64	0.563	11.0
-10.2	14.7	1130	0	3.328	2.27	0.549	15.5
-10.2	14.7	1130	-5	3.316	2.70	0.542	18.8
-10.2	14.7	1130	-10	3.308	3.60	0.534	25.2
-15.7	18.9	1170	20	3.148	1.54	0.572	9.9
-15.7	18.9	1170	10	3.140	1.91	0.558	12.6
-15.7	18.9	1170	0	3.128	2.56	0.544	17.2
-15.7	18.9	1170	-5	3.098	2.94	0.537	19.9
-15.7	18.9	1170	-10	3.086	4.00	0.529	27.2
-15.7	18.9	1170	-15	3.065	5.27	0.523	35.9
-19.2	20.9	1190	20	3.077	1.68	0.569	10.8
-19.2	20.9	1190	10	3.056	2.06	0.555	13.5
-19.2	20.9	1190	0	3.044	2.76	0.542	18.5
-19.2	20.9	1190	-5	3.014	3.22	0.535	21.6
-19.2	20.9	1190	-10	3.014	4.25	0.527	28.9
-19.2	20.9	1190	-15	3.014	5.53	0.521	38.1
-25.7	23.8	1220	20	2.973	1.94	0.565	12.4
-25.7	23.8	1220	10	2.952	2.35	0.551	15.4
-25.7	23.8	1220	0	2.931	3.13	0.538	20.7
-25.7	23.8	1220	-5	2.910	3.63	0.530	24.4
-25.7	23.8	1220	-10	2.910	4.87	0.523	32.9
-25.7	23.8	1220	-15	2.910	6.20	0.518	42.5
-25.7	23.8	1220	-20	2.889	7.77	0.510	54.0
-25.7	23.8	1220	-25	2.889	9.48	0.504	66.3
-31.2	25.7	1240	20	2.889	2.12	0.562	13.5
-31.2	25.7	1240	10	2.889	2.51	0.548	16.4
-31.2	25.7	1240	0	2.868	3.43	0.535	22.7
-31.2	25.7	1240	-10	2.847	5.40	0.521	36.5
-31.2	25.7	1240	-15	2.847	6.75	0.514	46.2
-31.2	25.7	1240	-20	2.805	8.52	0.508	58.4
-31.2	25.7	1240	-25	2.805	10.40	0.501	72.2
-31.2	25.7	1240	-30	2.763	12.00	0.494	83.3

t_3 , °C	$\bar{x}$, % (мас.)	$\rho_{15^\circ\text{C}}$, кг/м ³	t , °C	c_p , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	Pr
-38.6	27.5	1260	20	2.847	2.33	0.558	14.9
-38.6	27.5	1260	10	2.826	2.87	0.545	18.8
-38.6	27.5	1260	0	2.809	3.81	0.531	25.4
-38.6	27.5	1260	-10	2.784	5.97	0.519	40.3
-38.6	27.5	1260	-20	2.763	9.45	0.506	64.7
-38.6	27.5	1260	-25	2.742	11.70	0.499	81.3
-38.6	27.5	1260	-30	2.742	13.60	0.492	95.8
-38.6	27.5	1260	-35	2.721	17.10	0.486	120.4
-43.5	28.5	1270	20	2.805	2.47	0.557	15.8
-43.5	28.5	1270	0	2.780	4.02	0.529	26.8
-43.5	28.5	1270	-10	2.763	6.32	0.518	42.7
-43.5	28.5	1270	-20	2.721	10.0	0.505	68.5
-43.5	28.5	1270	-25	2.721	12.6	0.500	87.5
-43.5	28.5	1270	-30	2.700	14.9	0.491	104.2
-43.5	28.5	1270	-35	2.700	14.9	0.491	104.2
-43.5	28.5	1270	-40	2.680	24.0	0.478	170.2
-50.1	29.4	1280	20	2.805	2.65	0.555	17.1
-50.1	29.4	1280	0	2.775	4.30	0.528	28.7
-50.1	29.4	1280	-10	2.721	6.75	0.516	45.3
-50.1	29.4	1280	-20	2.680	10.8	0.504	73.5
-50.1	29.4	1280	-30	2.659	16.6	0.490	115.3
-50.1	29.4	1280	-35	2.638	19.9	0.483	139.2
-50.1	29.4	1280	-40	2.638	25.3	0.447	178.2
-50.1	29.4	1280	-45	2.617	31.4	0.470	224.3
-50.1	29.4	1286	-50	2.617	38.3	0.464	294.6
-55.0	29.9	1286	20	2.784	2.75	0.554	17.7
-55.0	29.9	1286	0	2.738	4.43	0.528	29.5
-55.0	29.9	1286	-10	2.700	7.04	0.515	47.6
-55.0	29.9	1286	-20	2.680	11.23	0.502	76.9
-55.0	29.9	1286	-30	2.659	17.6	0.488	123.1
-55.0	29.9	1286	-35	2.638	22.1	0.483	155.6
-55.0	29.9	1286	-40	2.638	27.5	0.576	196.4
-55.0	29.9	1286	-45	2.617	33.5	0.470	241.0
-55.0	29.9	1286	-50	2.617	39.7	0.463	287.7
-55.0	29.9	1286	-55	2.596	50.2	0.456	369.1

Основні характеристики кожухотрубних теплообмінників з трубами діаметром 25 x 2 мм. Крок труб 32 мм

Діаметр кожуха (внутрішній) мм	Кількість труб	Довжина труби, мм							
		1000	1500	2000	2500	3000	4000	5000	6000
		Площа поверхні теплообміну, м ²							
Одноходові теплообмінники									
150	13	1.0	1.5		2.5		4.0		6.0
259	43			6.5	8.0	10	13	17	20
400	121	9.0	14	18	23	28	37	47	56
600	283		33	43	54	65	87	109	131
800	511			77	97	117	157	197	237
1000	823			124	156	189	253	318	382
Двоходові теплообмінники									
400	110		12	17	21	25	34	42	51
600	266		30	40	51	61	82	102	123
800	488			74	93	112		189	
1000	792			119		181	244	305	
1200	1152			174	220		355	445	
1400	1596			240	301	366	490		
Чотириходові теплообмінники									
400	90				17	21			42
600	232				44	53	72	90	108
800	446			67	85	102	137	172	207
1000	736			111	140		226	284	342
1200	1088				207	250	335	420	506
1400	1518				288	348	466	585	705
1600	2022							780	940
1800	2594								1200
Шестиходові теплообмінники									
600	204			31	39	47	63	79	95
800	404			61	77	93	124	156	188
1000	686				130	157	211	265	320
1200	1024							395	476
1400	1446							557	672
1600	1936								900
1800	2500								1160
2000	3118								1442
2200	3876								1800

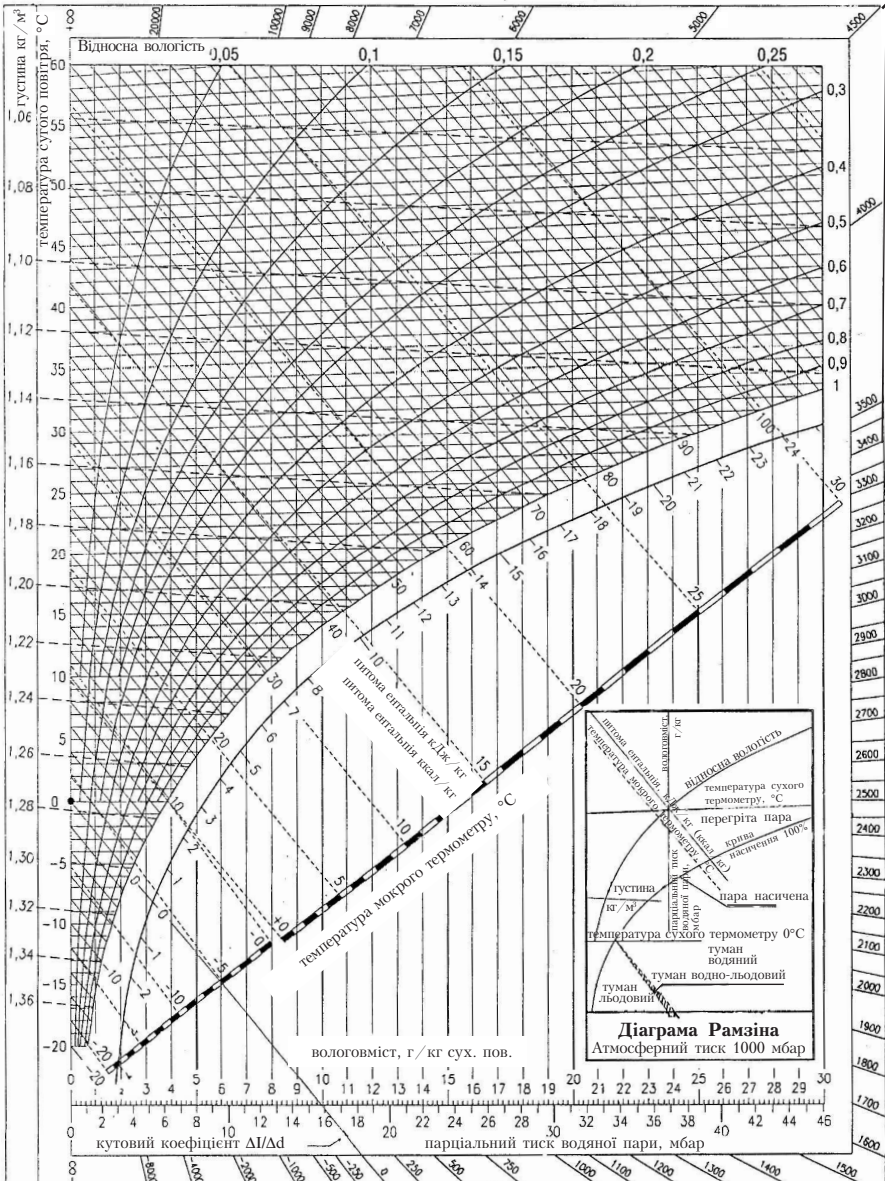
Співвідношення між одиницями вимірювання

Величини	Одиниці вимірювання, СІ	Співвідношення між одиницями вимірювання СІ і найвживанішими одиницями інших систем і позасистемними
Довжина	м	$1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}$ $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}$ $1 \text{ ft} = 0.3048 \text{ м}$ $1 \text{ in} = 25.4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$
Маса	кг	$1 \text{ т} = 1000 \text{ кг}$ $1 \text{ ц} = 100 \text{ кг}$ $1 \text{ lb} = 0.454 \text{ кг}$
Температура	К	$t \text{ °C} = (t + 273.15) \text{ К}$ $t \text{ °F} = [5/9 \cdot (t - 32) + 273.15] \text{ К}$
Кут плоский	рад	$1^\circ = \pi/180 \text{ рад}$ $1' = \pi/10800 \text{ рад}$
Вага (сила тяжіння)	Н	$1 \text{ кгс} = 9.81 \text{ Н}$ $1 \text{ дин} = 10^{-5} \text{ Н}$ $1 \text{ стен} = 10^3 \text{ Н}$ $1 \text{ lbf} = 4.45 \text{ Н}$
Витрата масова	кг/с	$1 \text{ lb/s} = 0.454 \text{ кг/с}$ $1 \text{ lb/h} = 1.26 \cdot 10^{-4} \text{ кг/с}$
Витрата об'ємна	м ³ /с	$1 \text{ л/хв} = 16.67 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$ $1 \text{ ft}^3/\text{s} = 28.3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$ $1 \text{ in}^3/\text{s} = 16.4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$
В'язкості коефіцієнт динамічний	Па·с	$1 \text{ П} = 1 \text{ дин} \cdot \text{с} / \text{см}^2 = 0.1 \text{ Па} \cdot \text{с}$ $1 \text{ сП} = 1/9180 \text{ кгс} \cdot \text{с} / \text{м}^2 = 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с} = 1 \text{ мПа} \cdot \text{с}$ $1 \text{ lbf} \cdot \text{s} / \text{ft}^2 = 47.88 \text{ Па} \cdot \text{с}$
В'язкості коефіцієнт кінематичний	м ² /с	$1 \text{ ст} = 1 \text{ см}^2 / \text{с} = 10^{-4} \text{ м}^2 / \text{с}$ $1 \text{ ft}^2 / \text{s} = 0.0929 \text{ м}^2 / \text{с}$ $1 \text{ ft}^2 / \text{h} = 25.81 \text{ м}^2 / \text{с}$

Величини	Одиниці вимірювання, СІ	Співвідношення між одиницями вимірювання СІ і найвживанішими одиницями інших систем і позасистемними
Густина	кг/м ³	$1 \text{ т/м}^3 = 1 \text{ кг/дм}^3 = 1 \text{ г/см}^3 = 10^3 \text{ кг/м}^3$ $1 \text{ кгс}\cdot\text{с}^2/\text{м}^4 = 9.81 \text{ кг/м}^3$ $1 \text{ lb/ft}^3 \approx 16.02 \text{ кг/м}^3$ $1 \text{ lb/in}^3 \approx 27.68 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$
Густина теплового потоку (теплонпруженість, питоме теплове навантаження)	Вт/м ²	$1 \text{ ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{год}) = 1.163 \text{ Вт/м}^2$
Дифузії коефіцієнт	м ² /с	$1 \text{ ft}^2/\text{с} = 0.0929 \text{ м}^2/\text{с}$
Ентальпія питома	Дж/кг	$1 \text{ ккал/кг} = 1 \text{ кал/г} = 4.19 \text{ кДж/кг}$ $1 \text{ BTU/lb} = 2326 \text{ Дж/кг}$
Ентропія питома	$\frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$1 \text{ ккал}/(\text{кг}\cdot^\circ\text{С}) = 4.19 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ $1 \text{ BTU}/(\text{lb}\cdot\text{degF}) = 4.19 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$
Натяг поверхневий	Н/м	$1 \text{ кгс/м} = 9.81 \text{ Дж/м}^2 = 9.81 \text{ Н/м}$ $1 \text{ ерг/см}^2 = 1 \text{ дин/см} = 10^{-3} \text{ Дж/м}^2 = 10^{-3} \text{ Н/м}$
Об'єм	м ³	$1 \text{ л} = 10^{-3} \text{ м}^3$ $1 \text{ ft}^3 = 28.3 \text{ дм}^3 = 2.83 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$ $1 \text{ in}^3 = 16.387 \text{ см}^3 = 16.39 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$
Об'єм питомий	м ³ /кг	$1 \text{ м}^3/\text{т} = 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$ $1 \text{ дм}^3/\text{кг} = 1 \text{ см}^3/\text{г} = 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$
Площа	м ²	$1 \text{ ft}^2 = 0.0929 \text{ м}^2$ $1 \text{ in}^2 = 6.451 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$
Потужність	Вт	$1 \text{ кгс}\cdot\text{м/с} = 9.81 \text{ Вт}$ $1 \text{ ерг/с} = 10^{-7} \text{ Вт}$ $1 \text{ ккал/год} = 1.163 \text{ Вт}$ $1 \text{ lbf}\cdot\text{ft/с} = 1.356 \text{ Вт}$
Робота, енергія, кількість теплоти	Дж	$1 \text{ кгс}\cdot\text{м} = 9.81 \text{ Дж}$ $1 \text{ ерг} = 10^{-7} \text{ Дж}$ $1 \text{ кВт}\cdot\text{год} = 3.6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$ $1 \text{ ккал} = 4.1868 \cdot 10^3 \text{ Дж} = 4.19 \text{ кДж}$ $1 \text{ lbf}\cdot\text{ft} = 1.356 \text{ Дж}$ $1 \text{ lbf}\cdot\text{in} = 0.113 \text{ Дж}$ $1 \text{ BTU} = 1055.1 \text{ Дж}$

Величини	Одиниці вимірювання, СІ	Співвідношення між одиницями вимірювання СІ і найвживанішими одиницями інших систем і позасистемними
Теплоємність питома масова	$\frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	1 ккал/(кг·°С)=4.19 кДж/(кг·К) 1 ерг/(г·К)=10 ⁻⁴ Дж/(кг·К) 1 BTU/(lb·degF)=4.19кДж/(кг·К)
Тепловіддачі коефіцієнт, теплопередачі коефіцієнт	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\cdot\text{К}}$	1 ккал/(м ² ·год·°С)=1.163Вт/(м ² ·К) 1 BTU/(ft ² ·h·degF)=5.6Вт/(м ² ·К)
Теплопровідності коефіцієнт	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	1 ккал/(м·год·°С)=1.163Вт/(м·К) 1 BTU/(ft·h·degF)=1.73Вт/(м·К)
Теплота питома (фазового перетворення)	Дж/кг	1 ккал/кг =1 кал/г = 4.19 кДж/кг 1 BTU/lb =2326 Дж/кг
Тиск	Па	1 бар = 10 ⁵ Па 1 мбар = 100 Па 1 дин/см ² =1 мкбар = 0.1Па 1 кгс/см ² = 1ат = 9.81·10 ⁴ Па = =735 мм рт.ст. 1 атм = 101325 Па = 760 мм рт.ст. 1 кгс/м ² = 1 мм вод.ст. = 9.81 Па 1 мм рт.ст. = 133.3 Па 1 lbf/in ² = 6894.76 Па 1 lbf/ft ² = 47.88 Па
Швидкість кутова	рад/с	1 об/хв = $\pi/30$ рад/с 1 об/с = 2 π рад/с
Швидкість лінійна	м/с	1 ft/s = 0.3048 м/с
Частота	Гц	1 Гц = 1 с ⁻¹ 1 об/с = 1 Гц 1 об/хв = 1/60 Гц

I-d – діаграма вологого повітря (за 101.3 кПа)



СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. **Адрианов В.Н.** Основы радиационного и сложного теплообмена. - М.: Энергия, 1972. - 463 с.
2. **Алексеев Г.Н.** Общая теплотехника. - М.: Высшая школа, 1980. - 552 с.
3. **Баранцев В.И.** Сборник задач по процессам и аппаратам пищевых производств. - М.: Агропромиздат, 1985. - 136 с.
4. **Баскаков А.П.** и др. Теплотехника. - М.: Энергоиздат, 1982. - 264 с.
5. **Блох А.Г.** Основы теплообмена излучением. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. - 331 с.
6. **Богданов С.Н., Иванов О.П., Куприянова А.В.** Холодильная техника. Свойства веществ: Справочник. - М.: Агропромиздат, 1985. - 208 с.
7. **Богословский В.Н., Кокорин О.Я., Петров Л.В.** Кондиционирование воздуха и холодоснабжение. - М.: Стройиздат, 1985. - 367 с.
8. **Богословский В.Н.** и др. Отопление и вентиляция. В 2-х ч. Ч.2. Вентиляция. - М.: Стройиздат, 1976. - 439 с.
9. **Богословский В.Н.** Строительная теплофизика. - М.: Высшая школа, 1982. - 415 с.
10. **Бриджмен П.В.** Анализ размерностей. - М.-Л.: ОНТИ, 1934. - 119 с.
11. **Варгафтик Н.Б.** Теплофизические свойства веществ (справочник). - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1956. - 368 с.
12. **Вукалович М.П., Рывкин С.Л., Александров А.А.** Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. - М.: Изд-во стандартов, 1969. - 408 с.
13. **Гухман А.А.** Введение в теорию подобия. - М.: Высшая школа, 1973. - 254 с.
14. **Дроздов В.Ф.** Отопление и вентиляция. Отопление. - М.: Высшая школа, 1976. - 280 с.
15. **Зигель Р., Хауэлл Дж.** Теплообмен излучением. - М.: Мир, 1975. - 934 с.
16. **Зусманович Л.М.** Оросительные камеры установок искусственного климата. - М.: Машиностроение, 1967. - 120 с.
17. **Ионин А.А.** Газоснабжение. - М.: Стройиздат, 1981. - 415 с.
18. **Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.** Теплопередача. - М.: Энергия, 1981. - 416 с.

19. **Исаченко В.П.** Теплообмен при конденсации. - М.: Энергия, 1977. - 240 с.
20. **Касаткин А.Г.** Основные процессы и аппараты химической технологии. - М.: Химия, 1971. - 784 с.
21. **Кокорин О.Я.** Установки кондиционирования воздуха. - М.: Машиностроение, 1978. - 264 с.
22. **Краснощеков Е.А., Сукомел А.С.** Задачник по теплопередаче. - М.: Энергия, 1980. - 288 с.
23. **Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена. - М.-Л.: Машгиз, 1962. - 456 с.
24. **Кутателадзе С.С.** Теплопередача при конденсации и кипении. - М.- Л.: Машгиз, 1952. - 232 с.
25. **Лебедев П.Д.** Теплообменные, сушильные и холодильные установки. - М.: Энергия, 1972. - 320 с.
26. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1973. - 904 с.
27. **Лыков А.В.** Теория теплопроводности. - М.: Высшая школа, 1967. - 600 с.
28. **Лыков А.В.** Тепломассобмен: Справочник. - М.: Энергия, 1972. - 560 с.
29. **Мак-Адамс В.Х.** Теплопередача. - М.: Металлургиздат, 1961. - 686 с.
30. **Михеев М.А., Михеева И.М.** Основы теплопередачи. - М.: Энергия, 1977. - 343 с.
31. **Михеев М.А.** Основы теплопередачи. - М.: Госэнергоиздат, 1956. - 392 с.
32. **Нестеренко А.В.** Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха. - М.: Высшая школа, 1971. - 460 с.
33. **Осипова В.А.** Теория подобия и размерностей, моделирование и аналогия в тепловых процессах. - М.: МЭИ, 1962. - 115 с.
34. **Осипова В.А.** Экспериментальное исследование процессов теплообмена. - М.: Энергия, 1979. - 320 с.
35. **Павлов К.Ф., Романков П.Г., Носков А.А.** Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии. - Л.: Химия, 1979. - 552 с.
36. **СНиП II-3-79**.** Строительная теплотехника. - М.: Стройиздат, 1986. - 32 с.
37. **Справочник** по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. /Под ред. Н.Б. Варгафтика. - М.: Наука, 1972. - 720 с.

38. **Спэроу Э.М., Сесс Р.Д.** Теплообмен излучением. - Л.: Энергия, 1971. - 294 с.
39. **Сукомел А.С.** Теплопроводность. - М.: МЭИ, 1962. - 120 с.
40. **Теория теплообмена.** /Под ред. А.И.Леонтьева. - М.: Высшая школа, 1979. - 495 с.
41. **Теплотехнический** справочник. В 2-х т. Под общ. ред. В.Н. Юренева, П.Д. Лебедева. Т.1-2. - М.: Энергия, 1975-1976.
42. **Ширакс З.Э.** Теплоснабжение. - М.: Энергия, 1979. - 255 с.
43. **Шорин С.Н.** Теплопередача. - М.: Высшая школа, 1964. - 490 с.
44. **Цедерберг Н.Б.** Теплопроводность газов и жидкостей. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. - 408 с.
45. **Чиркин В.С.** Теплофизические свойства веществ. - М.: Физматгиз, 1959. - 356 с.
46. **Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М.** Теория тепло- и массообмена. - М.: Госэнергоиздат, 1961. - 680 с.

А л ф а в і т н о - п р е д м е т н и й п о к а ж ч и к

- Абсолютно біле тіло 100
Абсолютно прозоре тіло 100
Абсолютно чорне тіло 100
Адіабатичні процеси
- випаровування з вільної поверхні
води 69, 72, 192, 194
- з поверхні краплин води 74, 197
Аналіз розмірностей 60
Аналогія
- електротеплова 31, 125
- процесів перенесення маси і теплоти
164, 167, 174, 179, 180, 181, 185, 190, 202
- Рейнольдса 191
Апарати
- теплообмінні 146
- змішувальні 149
- регенеративні 148
- рекуперативні 146
- — змійовикові 147
- — кожухотрубні 147
- — типу “труба в трубі” 147
Архімеда критерій 69
Багаторазово змішана течія теплоносіїв
152
Баланс
- масовий (матеріальний) 165
- тепловий 11, 151
Бекінгема π -теорема подібності 62
Бінарні суміші 163
Вентиляторна градирня 150
Відбивальна здатність тіла 100
Визначальний
- розмір 63
- температура 63
Випаровування
- води з вільної поверхні рідини 69,
72, 192, 194
- з поверхні краплин води 74, 197
Випромінювальна здатність
- газів 117
- твердих тіл 101, 104
Випромінювання
- абсолютно чорних і сірих тіл 103,
104
- газів 116
- коефіцієнт тепловіддачі 119
Вода, коефіцієнти тепловіддачі 98
Водяний еквівалент теплоносія 12
Втрати теплоти 11, 151
Геометрична подібність 53
- константи 53
Гідродинамічна подібність
- критерії 57, 188
- процесів масовіддачі 189, 191
- процесів тепловіддачі 63
Гradient
- концентрацій 167
- розмірність 167
- парціальних тисків 167
- розмірність 167
- температури 14
- вектор 13
- розмірність 14
Грасгофа критерій 57, 188
Густина
- поверхнева потоку інтегрального
випромінювання 99
- розмірність 99
- потоку маси 164
- випаруваної водяної пари 165
- розмірність 164
- теплового потоку 11
- випромінювання між тілами з екра-
ном і без екрана (співвідношення)
116
- під час випаровування води 200
- — повна 201
- — прихована 201
- — явна 201
- під час кипіння 89
- під час теплопередачі між двома
рідинами (газами) через розділяючу їх
плоску стінку за сталих температур
теплоносіїв 125
- через одиницю оребреної поверхні
стілки 136
- розмірність 11
Гухмана критерій 72
Діаграма I-d вологого повітря 243
Діаметр
- еквівалентний каналу некруглого
перерізу 42
- еквівалентний міжтрубного простору

кожухотрубного теплообмінника 79
- еквівалентний міжтрубного простору теплообмінника типу "труба в трубі" 78

- середній одношарової циліндричної стінки 35, 131
- під час теплопередачі 131
- під час теплопровідності 35

Діатермічне тіло 100

Диференційне рівняння

- конвективного масообміну в рухомому середовищі для усталеного процесу 184
- конвективного теплообміну Фур'є-Кірхгофа 50
- масовіддачі 186
- нерозривності (суцільності) потоку 48
- руху Нав'є-Стокса під час течії рідини в ізотермічних умовах 51
- руху неізотермічної рідини Нав'є-Стокса 52
- руху рідини Нав'є-Стокса для нестискуваної рідини 51
- тепловіддачі 53
- теплопровідності в нерухомому середовищі 25
- для усталеного теплового режиму 26
- умови однозначності 27

Дифузійний термоэффект 164

Дифузія

- коефіцієнти 166, 167, 178
- конвективна 164, 176
- молекулярна 163, 166

Ейлера критерій 57

Еквівалентний діаметр

- каналу некруглого перерізу 42
- міжтрубного простору кожухотрубного теплообмінника 79
- міжтрубного простору теплообмінника типу "труба в трубі" 78

Еквівалентний коефіцієнт теплопровідності 67

Екрани для захисту від теплового випромінювання 114

Ефективний ступінь чорноти газового тіла 116

Ефективне випромінювання тіла 101

Енергетичний баланс потоку рідини 11,

151

Енергія випромінювана газами 118

Закон

- Дальтона для повного барометричного тиску 166
- збереження енергії 48
- збереження маси 47
- конвективного теплообміну Ньютона-Ріхмана 37
- основний конвективної масовіддачі 176
- перший молекулярної дифузії Фіка 166
- променевого теплообміну 101...107
- Віна 102
- Кірхгофа 104
- Ламберта 107
- Планка 101
- Стефана-Больцмана 103
- теплопровідності Фур'є 13

Зародки парових бульбашок під час кипіння 88

Змішувальні теплообмінні апарати 147

Змішана течія теплоносіїв 152

Змішувальні теплообмінні апарати 149

Змочений периметр 42

Ізотермічна поверхня 14

Інтегральне випромінювання 99

Інтенсивність теплового випромінювання 101

Інтенсифікація теплопередачі 125, 133

Камера зрошення 149

Кипіння рідин

- бульбашкове 87
- плівкове 90
- природне 87
- різниця температур 87, 89
- тепловіддача 87

Кількість теплоти 11

- одиниці вимірювання 11

Клапейрона рівняння 165

Коефіцієнт

- взаємного випромінювання тіл 109, 110, 114
- відбивання 100
- в'язкості динамічний 40
- розмірність 40

- в'язкості кінематичний 40
- розмірність 40
- масовіддачі 178
- локальний (місцевий) 179
- розмірність 178
- середній по поверхні 179
- молекулярної дифузії (масопровідності) 166
- газів або краплинних рідин 168...172
- — в рідинах 170
- — в розведених розчинах 170
- газу в газі 168
- залежність від тиску і температури 169, 170
- розмірність 167
- об'ємного розширення 39
- ідеальних газів 40
- розмірність 40
- опромінення тіла 113
- оребрення 86, 136
- поглинання 100
- поправний ϵ_l 76, 210
- поправний ϵ_ϕ 81, 82
- пропускання 100
- температуропровідності 26, 50
- розмірність 26, 50
- тепловіддачі 38
- для газів 98
- для рідин 98
- випромінюванням 119
- локальний 38
- під час бульбашкового режиму кипіння 90
- — для води 91
- під час кипіння 89, 98
- під час конденсації пари, яка рухається зі швидкістю більше 6 м/с 96
- під час конденсації парогазових сумішей 96
- під час ламінарної течії плівки конденсату на вертикальний та горизонтальний (одиночній трубі, пучку труб) поверхні 94, 95
- приведений 84, 135
- розмірність 38
- середній по поверхні 38
- сумарний конвекцією та випромінюванням 119
- — під час визначення тепловтрат

зовнішньою поверхнею обладнання 120

- теплового випромінювання 103, 104
- абсолютно чорного тіла 103
- кутовий 113
- теплопередачі 124
- лінійний 129
- — розмірність 129
- приведений 135
- — розмірність 135
- через ребристу стінку 136
- теплопровідності 14, 15
- будівельних матеріалів 21, 209
- газів 15, 205
- еквівалентний 68
- краплинних рідин 19
- металів 21, 209
- розмірність 14, 15
- суміші газів 16, 17

Комплекс безрозмірний (число)

- Архімеда 69
- визначальний 57
- визначуваний 57
- Грасгофа 57, 188
- Гухмана 72
- Ейлера 57
- Нуссельта 56
- Нуссельта дифузійний (Шервуда) 186
- отримання 55, 60, 185
- параметричний 73, 78, 84, 189
- Пекле дифузійний 188
- Прандтля 57
- Прандтля дифузійний (Шмідта) 189
- Рейнольдса 41, 57, 188
- під час течії плівки конденсату 93
- Фур'є дифузійний 187

Конвективна

- дифузія 164, 182
- масовіддача 164, 176
- тепловіддача 10, 37

Конвективний

- масообмін 164
- теплообмін 10

Конвекція

- вимушена 39
- коефіцієнт 63
- природна 39

Конденсація пари

- краплинна 92

- на вертикальній і горизонтальній поверхні 94
- плівкова 92
- тепловіддача 92
- Конденсація парогазових сумішей 96
- Константи подібності
 - геометричні 53
 - поєднання 54, 58
 - фізичні 54
- Концентраційне поле 13, 166
 - двомірне 13, 166
 - нестационарне 13, 166
 - одномірне 13, 173
 - стаціонарне 13, 173
- Концентраційний напір 178
- Концентрація 166
 - градієнт 167
 - розподіленого компонента об'ємна 166
- Коридорне розташування труб в пучку 83
- Крайова задача конвективного теплообміну 52
- Критеріальні рівняння (розрахункові залежності для визначення коефіцієнта масовіддачі) 192
 - під час вимушеної конвекції 194
 - з поверхні краплин води 197
 - між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 194
 - під час природної конвекції 192
 - між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 192
- Критеріальні рівняння (розрахункові залежності для визначення коефіцієнта тепловіддачі) 63
 - під час бульбашкового режиму кипіння 90
 - для води 91
 - під час вимушеного руху теплоносія 70
 - вздовж пластини 70
 - і ламінарної течії в приграничному шарі 71
 - і турбулентної течії в приграничному шарі 71
 - в кільцевому каналі теплообмінника типу “труба в трубі” 78
 - в прямих трубах, каналах або змійовиках 76
 - в перехідному режимі 77
 - і ламінарній течії 77
 - і турбулентній течії 76
 - та конвекції з поверхні краплин води до повітря 74
 - та конвекції між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 72
 - та обтіканні шахового і коридорного пучків труб з поперечними ребрами 84
 - та поздовжньому обтіканні пучка труб кожухотрубного теплообмінника 79
 - та поперечному обтіканні одиначної труби 81
 - та поперечному обтіканні трубного і коридорного пучків 82
 - під час конденсації пари, яка рухається зі швидкістю більше 6 м/с 96
 - під час конденсації парогазових сумішей 96
 - під час ламінарної течії плівки конденсату на вертикальній та горизонтальній (одиначній трубі, пучку труб) поверхні 94, 95
 - під час природної конвекції 64
 - в замкнутому обмеженому просторі 67
 - в необмеженому просторі 64
 - між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 69
- Критеріальні рівняння загалом 58, 189
 - для неусталених процесів 58, 189
 - масовіддачі 189
 - тепловіддачі 58, 189
 - для усталених процесів 58, 189
 - масовіддачі 189
 - під час вимушеної течії 190
 - під час природної течії 190
 - тепловіддачі 58
 - під час вимушеної течії 59
 - під час природної течії 59
- Критеріальні рівняння подібності
 - експериментальний метод отримання 62
 - методи отримання 55, 60, 185
- Критерій подібності
 - Архімеда 69
 - визначальний 57
 - визначуваний 57
 - Грасгофа 57, 188

- Гухмана 72
- Ейлера 57
- Нуссельта 56
- Нуссельта дифузійний (Шервуда) 186
- отримання 55, 60, 185
- параметричний 73, 78, 84, 189
- Пекле дифузійний 188
- Прандтля 57
- Прандтля дифузійний (Шмідта) 189
- Рейнольдса 41, 57, 188
- під час течії плівки конденсату 93
- Фур'є дифузійний 187
- Критичне значення числа Рейнольдса 41**
 - в прямих гладких трубах 76
 - під час ламінарного режиму течії рідини 77
 - під час перехідного режиму течії рідини 77
 - під час турбулентного режиму течії рідини 76
 - під час течії плівки конденсату на вертикальній поверхні 93

Ламінарний рух 41

- рідин 41
- розподілення швидкостей і температур 43, 46

Лінійний коефіцієнт теплопередачі 129

Лінійний термічний опір 129

- тепловіддачі 130
- теплопередачі 130
- теплопровідності 130

Маса молекулярна 165

- водяної пари 165
- сухого повітря 165

Масовий (матеріальний) 165

- баланс 165
- потік 164
- розмірність 165

Масовіддача

- аналогія з тепловіддачею 179, 180, 181, 185, 190
- вплив напрямку дифузії 177
- коефіцієнти 178
- під час вимушеної конвекції 194
- з поверхні краплин води до повітря 197
- між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 194

- під час природної конвекції 192
- між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 192
- подібність процесів 185
- рівняння 178
- диференційні 184
- критеріальні 189
- рушійна сила 178

Масообмін

- в рухомому середовищі, диференційне рівняння 184
- конвективний 164, 176
- механізм процесу 180
- молекулярною дифузією 163, 167
- нестационарний 184, 189
- поверхня 178
- подібність процесів 185
- стаціонарний 184, 189

Масобінні апарати 149, 150

Масопровідність 167

Матеріальний баланс 165

Метод аналізу розмірностей 60

Моделювання

- математичне 58, 60, 62
- фізичне 53, 58, 62

Молекулярна дифузія

- газів або краплинних рідин 170
- в рідинах 170
- в розведених розчинах 170
- газу в газі 168
- через плоский шар нерухомої іншої речовини (або через нерухому плоску плівку) для стаціонарного режиму 172

Навантаження

- масове (потік маси) 165
- розмірність 165
- теплове (тепловий потік) 11
- розмірність 11

Нав'є-Стокса диференційне рівняння руху

- для нестикуваної рідини 51
- під час руху неізотермічної рідини 52
- під час руху рідини в ізотермічних умовах 51

Напір

- концентраційний 178
- температурний 31, 37, 154

Нерозривність (суцільність) потоку 47
Нестационарний
- масообмін 184
- теплообмін 50
Неусталені (нестационарні) процеси 50, 184, 189
Нуссельта критерій
- дифузійний 186
- тепловий 56

Опір
- перенесення маси (дифузійний) 31, 173
- масовіддачі 122, 178
— масопровідності 31, 173
- температурний (термічний) 31, 122, 125, 129
— тепловіддачі 122
— тепловіддачі лінійний 129
— теплопередачі 125
— теплопередачі лінійний 129
— теплопровідності 31, 33
— теплопровідності лінійний 130

Параметр для врахування молекул розчинника 170
Параметричні критерії 73, 78, 84, 189
Пароутворення, центри 89
Парціальний тиск
- абсолютно сухого повітря 165
- водяної пари 165
- газів 178
- для вираження рухомої сили масоперенесення 178
Пекле критерій
- дифузійний 188
- тепловий 56, 188
Передача теплоти через ребра 133
Перехідний (змішаний) режим руху рідин 41
Перехресна течія теплоносіїв 152
Підіймальна сила під час природної конвекції 40
Планка рівняння 102
Плівковий режим
- кипіння 90
- конденсації пари 92
Плоска стінка
- теплопередача 124, 152
- теплопровідність 30, 33
Поверхневий натяг 87

Поверхневі теплообмінники 146
Поверхня
- ізотермічна 14
- масовіддачі 178
- тепловіддачі 37
- теплообміну 37
Повітронагрівник 147
Повітря
- вологовміст 166
- I-d-діаграма 243
- коефіцієнт тепловіддачі 45, 98
Поглиняльна здатність тіла 100
Подібність
- геометрична 53
- гідродинамічна 56, 188
- константи 53
- критерії 55, 186
- початкових і граничних умов 52, 57
- процесів масоперенесення 185
- теореми 53, 57, 61
- теорія 53
- тепла 56
- фізичних величин 54
- фізично однакових процесів 57
- швидкостей 54
Подібні явища (процеси)
- визначальні критерії подібності 57
- визначувані критерії подібності 57
- критеріальні рівняння 58
- умова подібності 53, 54, 57
Поле
- концентраційне 13, 166
- парціальних тисків 13, 167
- температурне 13
Потужність теплового потоку 11
- розмірність 11
Поширення
- маси 163
— конвективною дифузією 176
— молекулярною дифузією 166
- теплоти 9
— конвекцією 9, 37
— тепловим випромінюванням 10, 99
— теплопровідністю 9, 13
Прандтля критерій
- дифузійний 189
- тепловий 57
Приграничний шар
- гідродинамічний 39, 42, 43, 46

- під час поздовжнього обтікання тонкої пластини 43
- під час природної конвекції теплоносія біля вертикальної поверхні 39
- під час турбулентної течії теплоносія всередині труби 46
- товщина 42
- дифузійний 180
- ламінарний 43, 46
- тепловий 39, 42, 43, 46, 91
- під час конденсації на вертикальній поверхні 92
- під час поздовжнього обтікання тонкої пластини 43
- під час природної конвекції теплоносія біля вертикальної поверхні 39
- під час турбулентної течії теплоносія всередині труби 46
- товщина 44
- турбулентний 43, 46
- Природна конвекція 39
- Променева енергія 99
- Променивий теплообмін
 - для довільно розташованих тіл 112
 - для системи тіл з плоскопаралельними поверхнями в прозорому середовищі 108
 - між тілами в замкнутому просторі 110
- Пропускальна здатність тіла 100
- Протитечія теплоносіїв 152
- Процес(и)
 - дифузійні 166
 - масообмінні 176
 - масштабування 58
 - моделювання 58
 - неперервні 124, 151, 172
 - неусталені (нестационарні) 13, 50, 184, 189
 - періодичні 148
 - теплові 9
 - усталені (стаціонарні) 13, 26, 29, 58, 122, 151, 172, 184, 189
- Прямотечія теплоносіїв 152
- π - теорема Бекінгема для методу аналізу розмірностей 62
- Радіус критичний бульбашки під час кипіння 87
- Рамзіна I-d-діаграма для вологого повітря 243
- Регенеративні теплообмінні апарати 148
- Режим теплової рівноваги 105
- Режими кипіння рідин 89
- Режим руху (течії)
 - ламінарний 41
 - перехідний 41
 - стабілізований турбулентний 41
 - турбулентний 41
- Рейнольдса аналогія 191
- Рейнольдса критерій (число)
 - для процесу масовіддачі 188
 - для процесу тепловіддачі 57
 - критичне значення 41
 - під час плівкової течії конденсату 93
- Рекуперативні теплообмінні апарати 147
- Рівняння
 - диференційні 23, 46, 181
 - критеріальні 63, 192
 - масовіддачі Дальтона для стаціонарного процесу 178
 - Меркеля 201
 - молекулярної дифузії в плоскому шарі нерухомої речовини (або в плоскій нерухомій плівці) для стаціонарного процесу масообміну (масопровідності) 173
 - основне газового стану Клапейрона 165
 - Планка для теплового випромінювання 101
 - подібності 59, 189
 - під час вимушеної конвекції 59, 190
 - під час природної конвекції 59, 190
 - руху 51
 - диференційне 51
 - Нав'є-Стокса 51
 - суцільності (нерозривності) 47
 - тепловіддачі Ньютона-Ріхмана для стаціонарного процесу 37
 - теплопередачі 124, 152
 - за змінних температур теплоносіїв 152
 - за сталих температур теплоносіїв 124
 - теплопровідності для стаціонарного режиму 30, 33, 35, 36
 - багатшарової плоскої стінки 33

- багатшарової циліндричної стінки 36
- однорідної плоскої стінки 30
- однорідної циліндричної стінки 35
- теплопровідності Фур'є 14
- Різниця температур
 - під час кипіння рідин 87, 88, 89
 - під час конденсації пари 92, 93
 - під час променевого теплообміну 109
 - під час тепловіддачі 37
 - під час теплопровідності 30, 33
 - під час теплопередачі 124, 154
- Розподілення енергії випромінювання, яка падає на тіло 100
- Розподілення концентрацій
 - дифундуючої речовини по товщині плоского шару іншої речовини (або плоскої плівки) під час молекулярної дифузії 172
 - дифундуючої речовини під час масовіддачі 180
- Розподілення місцевого коефіцієнта тепловіддачі
 - під час вимушеної конвекції теплоносія і поздовжнього обтікання тонкої пластини 43
 - під час течії конденсату на вертикальній поверхні 92
 - під час турбулентної течії теплоносія всередині труби 46
- Розподілення температур
 - по висоті посуду з киплячою водою 88
 - під час тепловіддачі 39, 43, 92
 - під час теплопередачі через стінку 123, 128, 153, 155
 - вздовж поверхні теплообмінника 153, 155
 - плоску 123
 - циліндричну 128
 - під час теплопровідності по товщині стінки 29, 32, 34
 - плоскої 29, 32
 - циліндричної 34
 - теплоносія 39, 43
 - під час вимушеної конвекції і поздовжнього обтікання тонкої пластини 43
 - під час природної конвекції біля

- вертикальної поверхні 39
- Розподілення швидкостей теплоносія
 - під час вимушеної конвекції і поздовжнього обтікання тонкої пластини 43
 - під час природної конвекції біля вертикальної поверхні 39
 - під час турбулентної течії всередині труби 46
- Розрахункові формули
 - променевого теплообміну 109, 110, 113, 114, 115, 118
 - складної тепловіддачі 119, 120
 - тепловіддачі 37, 63
 - теплопровідності 30, 33, 35, 36
 - теплопередачі 124, 125, 129, 152
- Розрахунок
 - масовий 165, 197
 - масообмінних змішувальних апаратів 197
 - температури стінок 33, 37, 126, 130
 - тепловий 11, 150, 158
 - теплообмінних рекуперативних апаратів 150, 158
- Рух
 - вимушений 39
 - ламінарний 41
 - природний 39
 - теплоносіїв в теплообмінниках 152
 - багаторазово змішаний 152
 - змішаний 152
 - перехресний 152
 - протитечийний 152
 - прямотечийний 152
 - турбулентний 41
- Рушійна сила процесу
 - кипіння 87, 88, 89
 - конденсації 92, 93
 - масовіддачі 178
 - молекулярної дифузії 167, 172
 - променевого теплообміну 109
 - тепловіддачі 37
 - теплопровідності 30, 33
 - теплопередачі 123, 124, 154
- Середній
 - діаметр одношарової циліндричної стінки 35
 - температурний напір 154
- Середня температура теплоносіїв 156
- Сіре тіло 100

Складний теплообмін 10, 118

Співвідношення

- між густинами теплових потоків випромінювання для двох тіл за наявності n екранів і без них 116
- між коефіцієнтами масовиддачі β_p і β_C 179
- між коефіцієнтами молекулярної дифузії D_p і D 168

Способи перенесення

- маси 163
- теплоти 9

Стала

- в законі Віна 102
- в законі Планка 102
- в законі Стефана-Больцмана 103

Стационарний (усталений)

- масообмін 184, 189
- теплообмін 51, 58

Стефана-Больцмана закон 103

Стефановий масовий потік 192

Ступінь чорноти

- абсолютно білого тіла 100, 105
- абсолютно чорного тіла 100, 105
- ефективна газового тіла 118
- приведений під час променевого теплообміну для довільно розташованих тіл 114
- приведений під час променевого теплообміну між тілами в замкнутому просторі 111
- приведений під час променевого теплообміну системи тіл з плоскопаралельними поверхнями в прозорому середовищі 109
- сірого тіла 100, 105

Схема

- зародження парових бульбашок 88
- опалення і гарячого водопостачання 149

Схожі точки 54

Температура

- адиабатичного насичення повітря 73, 202
- визначальна 63
- кипіння (насичення) 87
- конденсації 92
- мокрого термометра 73, 201
- під час теплопередачі 126, 130, 157
- за будь-яким шаром 126, 130, 157

— — багатшарової плоскої стінки 126

— — багатшарової циліндричної стінки 130

— середня теплоносіїв 156

- під час теплопровідності 33, 37

— за будь-яким шаром 33, 37

— — багатшарової плоскої стінки 33

— — багатшарової циліндричної стінки 37

- поверхні води 69, 73, 192, 194, 195, 201

- розподілення 29, 32, 34, 39, 43, 88, 92, 123, 128, 153, 155

Температурне поле 13

- двомірне 13

- нестационарне 13

- одномірне 13

- стационарне 13

Температурний

- градієнт 14

- напір 31, 37, 154

— під час теплопередачі 37

— під час теплопровідності 31

— середньоінтегральний під час теплопередачі по довжині теплообмінника для усталеного процесу теплообміну 154

Температурні умови для випаровування

- під час бульбашкового кипіння 89

- під час плівкового кипіння 89

- під час природної конвекції 89

Теорія подібності 53, 185

Теплова

- енергія 9, 11, 99

- ізоляція 137, 138, 140, 142

— зовнішнього захищення приміщення 138

— технологічного обладнання 140

— трубопроводів 143

- провідність 31, 33

— багатшарової плоскої стінки 33

— одношарової плоскої стінки 31

— розмірність 31

Теплове випромінювання 10, 99

Теплове розширення

- інтенсивність 39

- об'ємний коефіцієнт 39, 40

- розмірність 40

- рідин і газів 39

Тепловий

- баланс 11, 150, 151, 158
- під час нагрівання 11, 158
- під час нагрівання перегрітою парю 12
- під час охолодження 11, 151
- теплообмінних рекуперативних апаратів 150
- потік 11
- густина 11
- — розмірність 11
- між двома рідинами (газами) через розділяючу їх плоску стінку 124
- між двома рідинами (газами) через розділяючу їх тонку циліндричну стінку 130
- повний під час променевого теплообміну для довільно розташованих тіл 113
- повний під час променевого теплообміну між тілами в замкнутому просторі 110
- повний під час променевого теплообміну системи тіл з плоскопаралельними поверхнями в прозорому середовищі 110
- повний та на одиницю довжини труби між двома рідинами (газами) через розділяючу їх циліндричну стінку 129
- розмірність 11, 129

Тепловіддача

- аналогія з масовіддачею 163, 167, 174, 179, 180, 181, 185, 190, 202
- закон 37
- коефіцієнт 38
- під час вимушеного руху теплоносія 71
- вздовж пластини 71
- — і ламінарної течії в приграничному шарі 71
- — і турбулентної течії в приграничному шарі 71
- в кільцевому каналі теплообмінника типу “труба в трубі” 78
- в прямих трубах, каналах або змійовиках 76
- — в перехідному режимі 77
- — і ламінарній течії 77
- — і турбулентній течії 76
- та конвекції з поверхні краплин до

повітря 74

- та конвекції між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 72
- та обтіканні шахового і коридорного пучків труб з поперечними ребрами 84
- та поздовжньому обтіканні пучка труб кожухотрубного теплообмінника 79
- та поперечному обтіканні одиначної труби 81
- та поперечному обтіканні трубного шахового і коридорного пучків 82, 83
- під час вільного руху рідини 64
- в замкнутому обмеженому просторі 68
- в необмеженому просторі 64
- між вільною плоскою поверхнею води і повітрям 69
- під час кипіння 89
- та бульбашковому режимі 89, 90
- та плівковому режимі 89
- та природної конвекції 89
- під час конденсації 92
- пари для ламінарної течії плівки конденсату на вертикальній та горизонтальній (одиначній трубі, пучку труб) поверхні 94, 95
- пари, яка рухається зі швидкістю більше 6 м/с 96
- парогазових сумішей 96
- подібність процесів 53
- рівняння 37, 46, 58
- диференційні 46
- критеріальні 58
- рушійна сила 37
- складна 118

Тепловтрати

- під час нагрівання 158
- під час охолодження 150

Теплоізоляційний матеріал 23, 138

Теплоносії 10

Теплообмін

- випромінюванням 10, 99
- конвективний 9, 37
- конвекцією 9, 37
- нестационарний 13
- поверхня 37
- променевий 99

- для довільно розташованих тіл 113
- між тілами в замкнутому просторі 110
- системи тіл з плоскопаралельними поверхнями в прозорому середовищі 108
- теплопровідністю 9, 13
- складний 10, 118
- радіаційно-конвективний 10
- радіаційно-кондуктивний 10
- стаціонарний 13

Теплообмінний апарат 146

- змішувиковий 147
- змішувальний 149, 150
- кожухотрубний 147
- регенеративний 148
- рекуперативний 147
- типу “труба в трубі” 147

Теплопередача 118

- коефіцієнт 124, 129, 135
- за змінних температур теплоносіїв 152
- в теплообмінниках для усталеного процесу теплообміну 154
- за сталих температур теплоносіїв та усталеному процесі теплообміну 122
- між двома рідинами (газами) через розділяючу їх плоску стінку 122
- між двома рідинами (газами) через розділяючу їх тонку циліндричну стінку 130
- між двома рідинами (газами) через розділяючу їх циліндричну стінку 127
- через ребристу стінку 133
- рівняння 124, 129, 135, 152
- рушійна сила 127, 129, 135, 152, 154
- способи інтенсифікації 125, 133
- тепловий баланс 154

Теплопровідність

- аналогія з масопровідністю (молекулярною дифузією через плоский шар нерухомої речовини) 167
- будівельних матеріалів 22
- газів 15
- диференційні рівняння 23
- для стаціонарного режиму 29
- багатшарової плоскої стінки 32
- багатшарової циліндричної стінки 36

- однорідної плоскої стінки 29
- однорідної циліндричної стінки 34
- закон 14
- коефіцієнт 14, 15
- краплинних рідин 19
- металів 21

Теплота

- випаровування 177
- механізм поширення 15
- в будівельних матеріалах 22
- в газах 15
- в краплинних рідинах 19
- в металах 21
- в сплавах 22
- повна 201
- прихована 201
- явна 200

Термічний опір

- тепловіддачі 122
- розмірність 124
- тепловіддачі лінійний 129
- розмірність 129
- теплопровідності 31, 33
- багатшарової плоскої стінки 33
- одношарової плоскої стінки 31
- розмірність 31
- теплопровідності лінійний 129, 130
- багатшарової циліндричної стінки 130
- одношарової циліндричної стінки 129
- розмірність 129
- теплопередачі лінійний 129
- між двома рідинами (газами) через розділяючу їх циліндричну стінку 129
- розмірність 129
- теплопередачі повний 125
- між двома рідинами (газами) через розділяючу їх плоску стінку 125
- розмірність 31, 129

Течія конденсату на вертикальній поверхні 92

Течія теплоносія

- вимушена 39
- ламінарна 41
- перехідна 41
- природна 39

- турбулентна 41
- стабілізована 41, 45

Тиск

- надлишковий для існування парової бульбашки 87
- парціальний 164
- водяної пари 164
- розподіленого компонента 164
- сухого повітря 164

Тіло

- абсолютно біле 100
- абсолютно прозоре 100
- абсолютно чорне 100
- сіре 100

Товщина теплоізоляції

- для зовнішнього захищення при-
міщення 139
- для технологічного обладнання 141
- для трубопроводів 144

Третя теорема подібності М.В. Кірпічова та О.А. Гухмана 57

Турбулентний режим 41

Умова

- ефективної роботи 136, 143
- ребер під час теплопередачі 136
- теплоізоляції трубопроводів 143
- подібності 53, 54, 57
- геометричної 53
- полей фізичних величин 54
- фізично однакових процесів 57

Умови однозначності (початкові і граничні)

- для конвективного теплообміну 52
- для теплопровідності 27

Усереднена температура рідини 156

Усталені (стаціонарні) процеси 13, 26, 29, 58, 122, 151, 172, 184, 189

Фізичне моделювання 53, 58, 62

Фіка закон 166, 185

Форма бульбашки 88

Фруда критерій

- для масовіддачі 93, 188

- тепловий 93

Фур'є

- диференційне рівняння 25
- закон 14
- критерій дифузійний 187
- критерій тепловий 25, 55, 187

Центр пароутворення 89

Циліндрична стінка

- теплопередача 127
- теплопровідність 34

Число

- Архімеда 69
- Грасгофа 57, 188
- Гухмана 72
- Ейлера 57
- Льюїса 191, 201
- Нуссельта 56
- Пекле 57, 188
- Прандтля 57
- Рейнольдса 41, 56, 188
- Фур'є 25, 55, 187
- Шервуда 186
- Шмідта 189

Шахове розташування труб в пучку 82

Шервуда критерій 186

Шмідта критерій 189

Явище

- кипіння рідини 86
- конвективного масообміну 164, 176
- конвективного теплообміну 9, 37
- конденсації пари 92
- масовіддачі 164, 176
- масообміну 164, 176
- масопровідності 167, 172
- молекулярної дифузії 163, 166
- подібне 53, 185
- променевого теплообміну 10, 99
- складного теплообміну 10, 118
- теплового випромінювання 10, 99
- тепловіддачі 10, 37
- теплопередачі 10, 122, 152
- теплопровідності 9, 13

Ядро потоку 43, 180

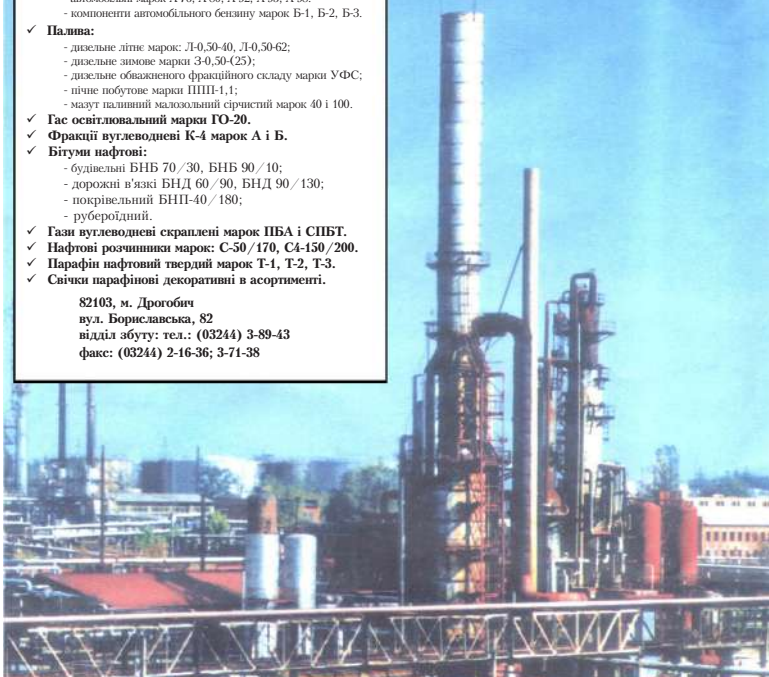
**АТ "НПК - ГАЛИЧИНА"
ВИРОБЛЯЄ І РЕАЛІЗУЄ
НАФТОПРОДУКТИ ВИСОКОЇ ЯКОСТІ**

- ✓ **Бензини:**
 - автомобільні марок А-76, А-80, А-92, А-95, А-98.
 - компоненти автомобільного бензину марок Б-1, Б-2, Б-3.
- ✓ **Палива:**
 - дизельне літнє марок ДІ-0,50-40, ДІ-0,50-62;
 - дизельне зимове марки З-0,50-42(З);
 - дизельне обм'яженого фракційного складу марки УФС;
 - паливе побутове марки ППБ-1,3;
 - макут паливний малозольний сірчистий марок 40 і 100.
- ✓ **Газ освітлювальний марки ГО-20.**
- ✓ **Фракції нафтоводневі К-4 марок А і Б.**
- ✓ **Бітуми нафтові:**
 - будівельні БНБ 70 / 30, БНБ 90 / 10;
 - дорожні в'язкі БНД 60 / 90, БНД 90 / 130;
 - покривельні БНП-40 / 180;
 - руберойний.
- ✓ **Гази нафтоводневі скраплені марок ПБА і СПБТ.**
- ✓ **Нафтові розчинники марок: С-50 / 170, С4-150 / 200.**
- ✓ **Парафін нафтовий твердий марок Т-1, Т-2, Т-3.**
- ✓ **Свічки парафінові декоративні в асортименті.**

82103, м. Дрогобич
вул. Бориславська, 82
відділ збуту: тел.: (03244) 3-89-43
факс: (03244) 2-16-36; 3-71-38



НПК Галичина



www.comfort-service.com



**КОМФОРТ
СЕРВІС**

м. Львів, вул. Сахарова, 43; Тел.: (0322) 97 28 30, (0322) 97 28 19, (0322) 97 30 10

Проектування

Монтаж

Сервіс



Вентиляція

Кондиціювання

Опалення

Холодопостачання

Автоматизація

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

Лабай Володимир Йосифович

ТЕПЛОМАСООБМІН

Підручник

Надруковано з готових діапозитивів у поліграфічному
центрі Видавництва Львівської політехніки.

Наклад 400 прим. Зам. № 90948