

Тема 2. Теплообмін випромінюванням

2.1 Основні визначення теорії випромінювання

Теплове випромінювання органічно притаманне кожному макроскопічному тілу і кількісно визначається в основному температурним рівнем останнього. Теплове випромінювання тіла у навколишній простір відбувається незалежно від властивостей та стану оточуючих об'єктів, зокрема і тоді, коли останні знаходяться при температурі, що співпадає з температурою випромінюючого тіла.

Випромінювання теплової енергії обов'язково супроводжується поглинанням падаючого на нього ззовні випромінювання.

Розповсюдження теплового випромінювання представляє собою поширення одного із видів електромагнітних явищ (теплове випромінювання також називають інфрачервоним з довжиною хвиль коливань $0,38 \div 0,76 \mu$).

Випромінювальна спроможність – кількість енергії, що випромінюється одиницею поверхні тіла за одиницю часу (поверхнева густина власного випромінювання E (Вт/м²)).

Величина E залежить від температури, виду поверхні тіла та його фізичного стану. Також цю величину називають інтегральним випромінюванням.

Інтенсивність випромінювання (спектральна інтенсивність випромінювання) $E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}, \frac{Вт}{м^3}$. E_λ представляє собою випромінювальну спроможність тіла в інтервалі довжин хвиль $\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda$. Іноді E_λ називають інтенсивністю монохроматичного випромінювання.

Власне випромінювання – теплове випромінювання, що викидається поверхнею тіла у відповідності з його температурою і станом поверхні (Q_ϵ).

Падаюче випромінювання – теплове випромінювання, що падає на поверхню тіла від інших випромінювачів (Q_n).

Відбите випромінювання – частина падаючого випромінювання, відбита поверхнею тіла. Відбиття буває дифузним (розсіяним) та дзеркальним (спрямованим) – Q_R .

Поверхня, котра дифузно відбиває все падаюче випромінювання, називається абсолютно білою.

Коефіцієнт відбиття – відношення відбитого випромінювання до падаючого

$$R = \frac{Q_R}{Q_n}.$$

Для абсолютно білого тіла $R = 1$.

Вбиране (поглинене) випромінювання – частина падаючого випромінювання Q_n , яка вбирається (поглинається) тілом і спрямовується на підвищення його ентальпії (Q_A). Якщо вбиране і власне випромінювання однакові між собою, тіло знаходиться у тепловій рівновазі.

Коефіцієнт вбирання (поглинання) – відношення вбіраної енергії до падаючої називається коефіцієнтом вбирання

$$A = \frac{Q_A}{Q_n},$$

де $Q_A = A Q_n$ - поглинальна спроможність.

Якщо тіло поглинає всю падаючу енергію, воно *називається абсолютно чорним (а.ч.т.)*. Для а.ч.т. коефіцієнт вбирання $A=1$.

Пропущене випромінювання – частина падаючого випромінювання, що пропускається тілом (Q_D).

Коефіцієнт пропускання

$$D = \frac{Q_D}{Q_n}.$$

Тіло, пропускаюче все падаюче випромінювання, називається *діатермічним*.

Має місце співвідношення

$$R + A + D = 1. \quad (2.1)$$

Результативне випромінювання – різниця між власним та поглиненим випромінюванням

$$Q_{рез.} = Q_B - Q_A.$$

Можуть відбуватись такі випадки з випромінювачем

$$Q_{рез.} > 0 - \text{охолодження};$$

$$Q_{рез.} < 0 - \text{нагрівання};$$

$$Q_{рез.} = 0 - \text{термодинамічна рівновага}.$$

Ефективне випромінювання – сума власного та відбитого випромінювання $Q_{ef.} = Q_{\epsilon} + Q_R$.

2.2 Основні закони випромінювання

2.2.1. Закон Планка

Закон Планка говорить про залежність між спектральною інтенсивністю випромінювання, абсолютною температурою тіла та довжиною хвилі, на котрій відбувається випромінювання абсолютно чорного тіла (рис. 2.1).

$$E_{o\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp(\frac{c_2}{\lambda T} - 1)}, \quad \frac{Вт}{м^3}, \quad (2.2)$$

де індекс o позначає належність величини до а.ч.т.;

$T_1 > T_2 > T_3, K$; λ - довжина хвилі випромінювання, м; $c_1 \approx 3,745 \text{ Вт/м}^2$;
 $c_2 \approx 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град.}$

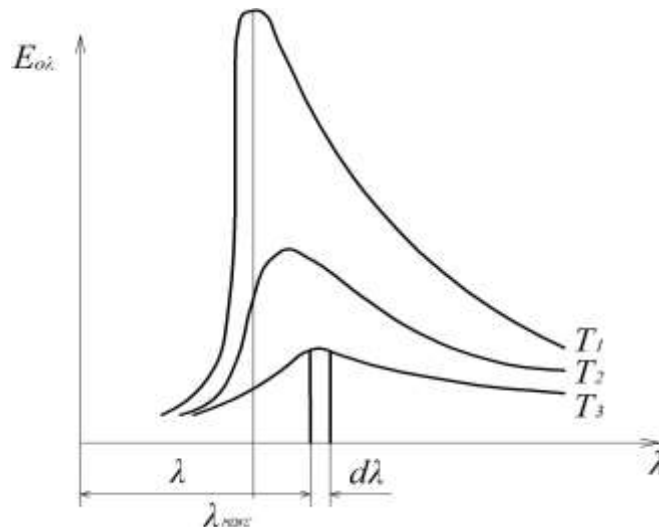


Рисунок 2.1. Графічне зображення закону Планка

При кожній температурі випромінювача мається довжина хвилі, при якій відбувається максимум спектральної інтенсивності випромінювання $\lambda_{\max}$.

2.2.2 Закон Віна

Цей закон проявляється при розгляді графічного зображення закону Планка. Його формулювання: при підвищенні температури випромінювача максимум інтенсивності випромінювання приходить на більш короткі хвилі $\lambda_{\max}$.

Згідно з законом Віна існує співвідношення

$$\lambda_{\max} T = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{град.} \quad (2.3)$$

Цей вираз аналітично зображає рівнобоку гіперболу.

2.2.3 Закон Стефана-Больцмана

Цей закон встановлює залежність між випромінювальною спроможністю тіла та його абсолютною температурою. Розглянемо графічне зображення закону Планка (рис. 2.2). Виділимо вузьку полосу у спектрі випромінювання шириною $\Delta\lambda$. Очевидно, що добуток основи полоски на її середню висоту $E_{o\lambda}$

дає сумарне випромінювання E_o в інтервалі довжин хвиль $\Delta\lambda$ при температурі T . Якщо $\Delta\lambda \rightarrow 0$, маємо інтенсивність монохроматичного випромінювання. Загальна площа, обмежена кривою $E_{o\lambda}(\lambda, T)$ та віссю λ , представляє собою сумарне випромінювання абсолютно чорного тіла в інтервалі довжин хвиль $0 \div \infty$, тобто його випромінювальну спроможність.

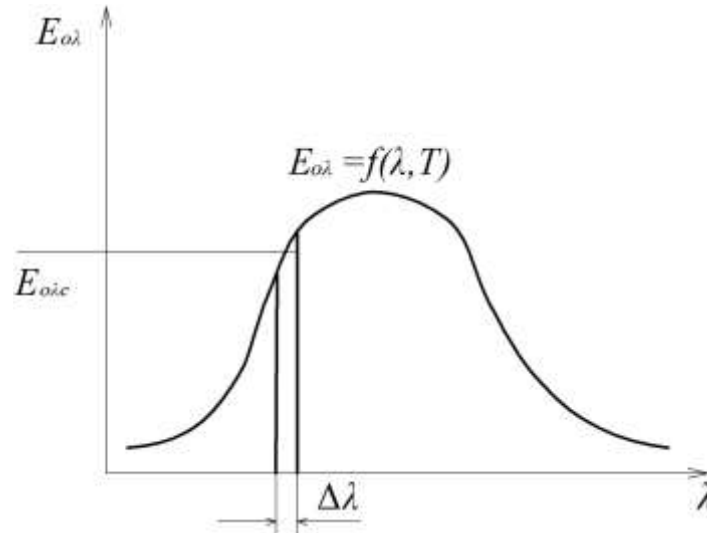


Рисунок 2.2. Графічне зображення закону Планка для температур T

Очевидно, що остання має бути визначена в результаті інтегрування закону Планка по координаті λ , тобто

$$E_o = \int_0^{\infty} E_{o\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{c_1 \lambda}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T} - 1\right)} d\lambda = \sigma_o T^4. \quad (2.4)$$

Знайдений таким чином вираз представляє собою математичне формулювання закону Стефана-Больцмана, де σ_o - коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла, що дорівнює $5,77 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 K^4}$.

За фізичним смислом цей коефіцієнт є випромінювальна спроможність абсолютно чорного тіла при його температурі 1К.

2.2.4 Закон Кірхгофа

Закон Кірхгофа встановлює залежність між випромінювальною та поглинальною спроможностями випромінювача. Припустимо, що на деякій відстані одна від іншої розташовані пластини 1 та 2, що знаходяться у тепловій рівновазі (тобто при однакових температурах (рис. 2.3)). Пластина 1 – сіра, пластина 2 абсолютно чорна. Між пластинами встановлено фільтр, що пропускає абсолютно прозоро випромінювання в інтервалі довжин хвиль $\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda$, а

також не спроможний випромінювати енергію у цьому інтервалі хвиль, і абсолютно непрозорий в решті спектра хвиль. Всі три пластини мають знаходитись при одній температурі.

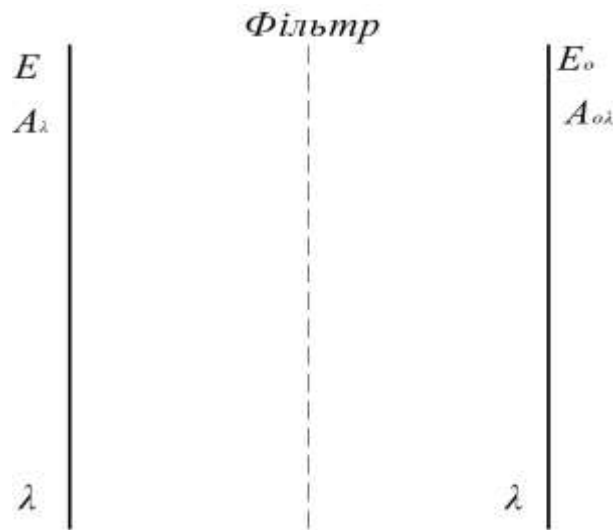


Рисунок 2.3. Теплообмін між двома пластинами

Позначимо:

E_o – випромінювальна спроможність пластини 2;

$dE_{o\lambda}$ – частина випромінювання, що проходить через фільтр в сторону пластини 1;

E – випромінювальна спроможність пластини 1;

dE_λ – частина E , що проходить через фільтр в сторону 2;

A_λ – коефіцієнт поглинання пластини 1 на довжині хвилі λ ;

$A_{o\lambda}$ – коефіцієнт поглинання пластиною 2 на довжині хвилі λ .

Крізь фільтр від пластини 2 відправляється в сторону 1 енергія $dE_{o\lambda}$.

Частина цієї енергії $(1 - A_2)dE_{o\lambda}$ відбивається від пластини 1 і попадає на пластину 2, де цілком поглинається.

Ефективне випромінювання пластини 1 що попадає на пластину 2 становить

$$dE_\lambda + (1 - A_\lambda)dE_{o\lambda}. \quad (2.5)$$

Оскільки пластини знаходяться у тепловій рівновазі перехід енергії в обох напрямках має бути однаковим. Тобто

$$dE_{o\lambda} = dE_\lambda + (1 - A_\lambda)dE_{o\lambda}, \quad (2.6)$$

звідки

$$A_\lambda dE_{o\lambda} = dE_\lambda.$$

Таким чином, випромінювання сірого тіла при деякій температурі дорівнює добутку його коефіцієнта поглинання на інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла при тій же температурі та тій же довжині хвилі.

Оскільки частина спектра хвиль $\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda$ вибрана довільно, вказане положення справедливе для кожної довжини хвилі, а відповідно, може бути розповсюджене на сумарне випромінювання, тобто на випромінювальну спроможність. Отже, випромінювальна спроможність сірого тіла при деякій температурі дорівнює добутку його коефіцієнта поглинання на випромінювальну спроможність абсолютно чорного тіла при тій же температурі, тобто

$$E = AE_o. \quad (2.7)$$

У цьому і є суть закону Кірхгофа.

Отже, якщо тіло не поглинає енергію на цій довжині хвилі, то на цій довжині хвилі воно і не випромінює теплову енергію.

Порівняємо закони Кірхгофа та Стефана-Больцмана

$$E = AE_o;$$

$$E = \xi E_o,$$

звідки

$$A = \xi,$$

Тобто, коефіцієнт поглинання сірого тіла дорівнює його мірі чорноти при тих же умовах.

2.2.5 Закон Ламберта

За допомогою закону Стефана-Больцмана можна розрахувати всю сумарну енергію, яку випромінює в одиницю часу одиниця поверхні нагрітої поверхні (рис. 2.4). Закон Ламберта встановлює, яка частина від загального випромінювання проходить у даному напрямку.

Припустимо, що випромінююча площа F має випромінювальну спроможність E . Розглянемо поняття про густину випромінювання, що представляє собою кількість енергії, що випромінюється одиницею поверхні в одиницю часу у межах одиниці тілесного кута, орієнтованого під деяким кутом до поверхні. Якщо позначити густину випромінювання у напрямку, нормальному до поверхні, через E_n , то для напрямку, що складає кут φ з нормаллю, густина випромінювання складе

$$E_\varphi = E_n \cos\varphi, \frac{Bm}{m^2}. \quad (2.8)$$

Цей вираз називається законом Ламберта або законом косинусів.

Стеридіан – одиниця виміру телесного кута. Представляє собою площу, вирізану на сфері телесним кутом, що дорівнює квадрату радіуса сфери. Отож, оскільки площа сфери дорівнює $4\pi r^2$, число стерадіанів дорівнює 4π .

Плоский кут φ визначається в радіанах таким чином

$$\varphi = \frac{S}{r} \quad \text{або} \quad d\varphi = \frac{dS}{r},$$

де S – довжина дуги, м; r – радіус сфери.

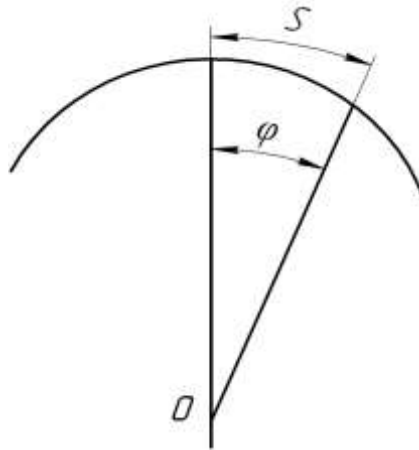


Рисунок 2.4. Визначення плоского кута

Аналогічно визначається і телесний кут

$$\omega = \frac{F}{r^2} \quad \text{або} \quad d\omega = \frac{dF}{r^2},$$

де F – площа, вирізана на сфері.

2.3 Види спектрів випромінювання

Ми розглянули закон Планка, тобто графічно це є спектр, який показує залежність інтенсивності монохроматичного випромінювання а.ч.т. у функції від абсолютної температури та ждовжини хвилі коливання випромінювання. Тобто, назвимо його спектром випромінювання абсолютно чорного тіла (рис. 2.5). Є також термін «абсолютно чорне випромінювання».

Але, крім абсолютно чорного тіла введено поняття - *сіре тіло* (відповідно, сіре випромінювання). Згідно з цим поняттям маємо

$$E = \epsilon E_0, \quad (2.9)$$

де E – випромінювальна спроможність сірого тіла, Вт/м²;

ϵ - міра чорноти сірого тіла.

Очевидно, що для інтенсивності випромінювання маємо

$$E_\lambda = \epsilon E_{0\lambda}. \quad (2.10)$$

На рис. 2.5 показані два спектри: спектр абсолютно чорного тіла та сірий спектр. Згідно з виразом (2.6) зрозуміло, що інтенсивність випромінювання E_λ є добутком ε на $E_{o\lambda}$ (інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла). Також ясно, що на цьому рисунку має місце таке співвідношення

$$\frac{ec}{ac} = \frac{e'c'}{a'c'} = \xi = \text{const.}$$

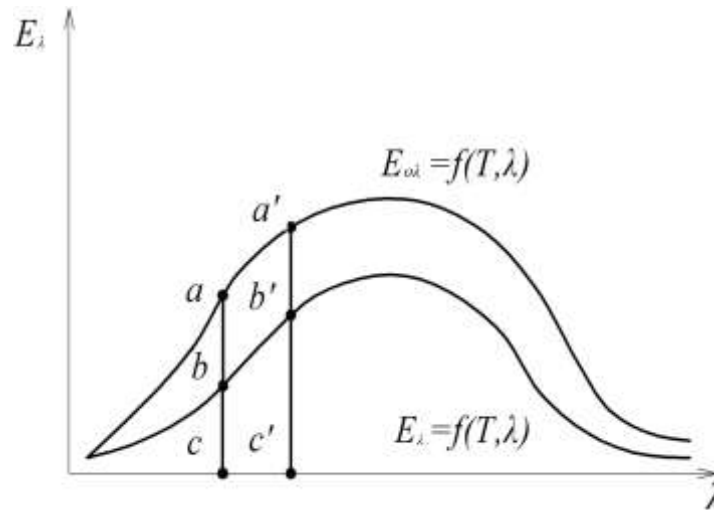


Рисунок 2.5. Спектр абсолютно чорного та сірого випромінювання

Із сказаного ясно, що до сірого тіла може бути застосований закон Планка з усіма витікаючими із нього висновками. Зокрема, закон Стефана-Больцмана виражається такою формулою

$$E = \sigma T^4,$$

де $\sigma = \xi \sigma_0$ - коефіцієнт випромінювання сірого тіла.

Зведення законів випромінювання сірих тіл до законів, що відносяться до абсолютно чорного тіла строго можна обґрунтувати тільки у тій мірі, в якій сталою, не залежною від температури, залишається міра чорноти сірого тіла. Міра чорноти реальних тіл декілька відрізняється від температури. В результаті випромінювальна спроможність тіла E пропорційна температурі T у степені, що відрізняється від четвертої. У практичних розрахунках звичайно зберігають закон четвертого степеня, враховуючи додатковий вплив температури вибором відповідного значення коефіцієнта σ .

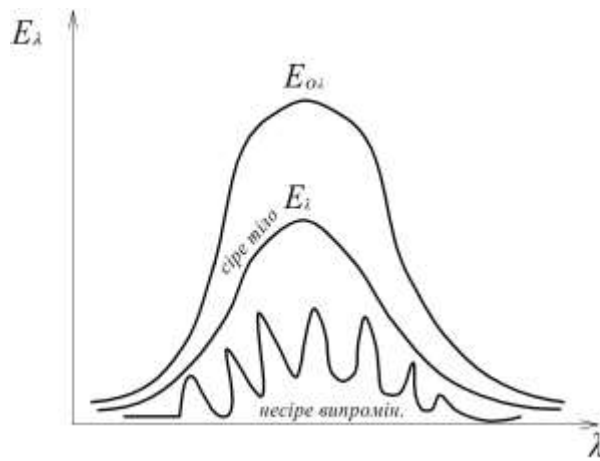


Рисунок 2.6. Безперервний λ спектр

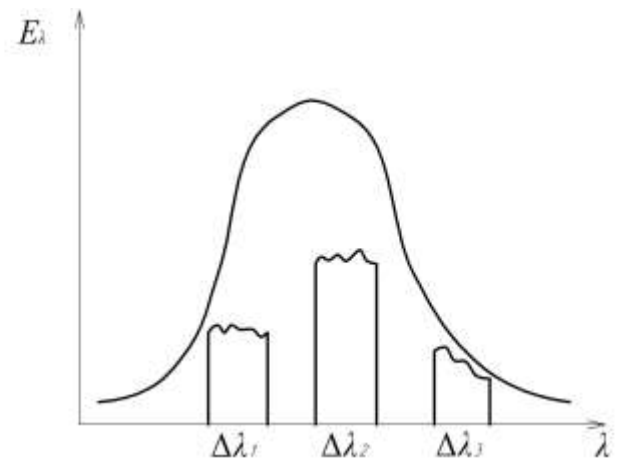


Рисунок 2.7. Полосатий спектр

У ряді випадків навіть практично неможливо вважати випромінювання реального тіла за сіре випромінювання. Таке випромінювання називається *несірим*, при цьому відрізняють випромінювання безперервне та полосате.

Полосатий (селективний) спектр дають випромінюючі гази (CO_2 , H_2O , H_2S). Цілковито очевидно, що несіре випромінювання не може бути підкорене закону Стефана-Больцмана оскільки немає основ чекати, що E буде пропорційне T^4 .

Існує дві можливості визначення випромінювальної спроможності несірих тіл. Перша з них – відмова від закону четвертого степеня і заміна його формулою

$$E = \sigma T^n,$$

де n – постійні, які визначаються практично у кожному випадку дослідів.

Інша можливість – використання формули

$$E = \sigma T^4,$$

де $\sigma = f(T)$ при цьому $f(T)$ також знаходять дослідним шляхом.

Всі гази випромінюють селективно, але тільки трьохатомні гази мають помітне випромінювання в тепловій області спектра. Інші гази (кисень, азот, метан), що мають іншу від трьохатомної структуру молекули мають помітне випромінювання за межами теплової частини спектра (рентгенівське, гама - та ін. випромінювання).

2.6 Теплообмін між двома паралельними абсолютно чорними поверхнями

Вважаємо поверхні нескінченно протяжні так, що випромінювання одної поверхні попадає на другу поверхню. По закону Стефана-Больцмана перша поверхня має таку випромінювальну спроможність (рис.2.8)

$$E_{01} = \sigma_0 T_1^4.$$

Інша поверхня випромінює

$$E_{02} = \sigma_o T_2^4.$$

Якщо $T_1 > T_2$, то енергія переходить від першої поверхні до другої.

Результативне випромінювання першої поверхні склада

$$E_{12} = E_{01} - E_{02} = \sigma_o (T_1^4 - T_2^4). \quad (2.11)$$

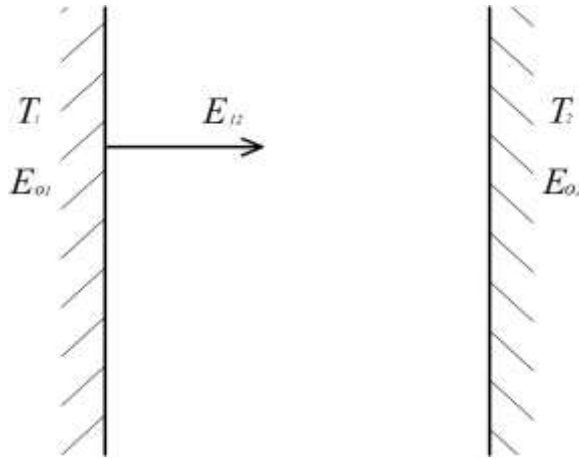


Рисунок 2.8. Дві паралельні абсолютно чорні поверхні

2.7 Променистий теплообмін між двома плоско-паралельними поверхнями при наявності екрана між ними

Між двома сірими тілами, що мають температури $T_1 > T_2$ розташовано тонкий лист із непрозорого високо теплопровідного матеріалу (рис. 2.9). Всі чотири поверхні випромінюють як сірі тіла. Вважаємо газове середовище між тілами променевопрозорим, а конвекцією та теплопровідністю його нехтуємо.

Приймаємо приведені коефіцієнт випромінювання у системі таким

$$\sigma_{прив.} = A_{прив.} \sigma_o = \xi_{прив.} \sigma_o,$$

де відповідно $A_{прив.}$ та $\xi_{прив.}$ приведені коефіцієнт поглинання та приведена міра чорноти.

Тоді кількість енергії, що передається від першої поверхні до екрана буде

$$E_{1e} = \sigma'_{прив.} (T_1^4 - T_e^4).$$

Кількість енергії, що передає екран другій поверхні

$$E_{e2} = \sigma''_{прив.} (T_e^4 - T_2^4),$$

де

$$\sigma'_{прив.} = \frac{\sigma_o}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_E} - 1}; \quad \sigma''_{прив.} = \frac{\sigma_o}{\frac{1}{A_E} + \frac{1}{A_2} - 1}. \quad (2.12)$$

При стаціонарному стані системи маємо

$$E_{1E} = E_{E2}.$$

Звідси можна визначити температуру екрана (приймаючи постійну температуру екрана T_E).

$$\begin{aligned} \sigma'_{\text{прив.}} (T_1^4 - T_E^4) &= \sigma''_{\text{прив.}} (T_E^4 - T_2^4), \\ (\sigma'_{\text{прив.}} - \sigma''_{\text{прив.}}) T_E^4 &= \sigma'_{\text{прив.}} T_1^4 - \sigma''_{\text{прив.}} T_2^4. \end{aligned} \quad (2.12)$$

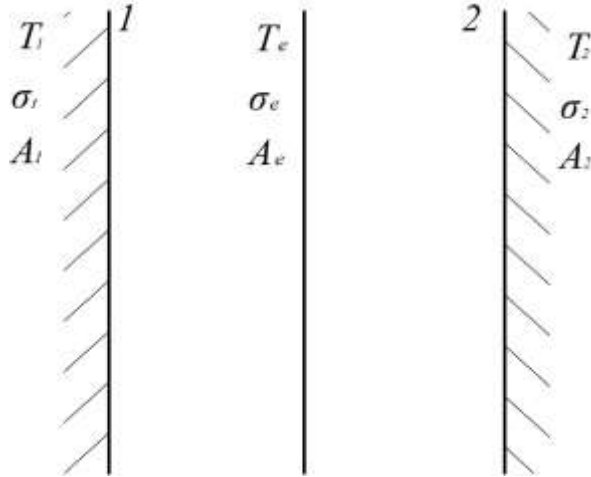


Рисунок 2.9. Наявність екрана між сірими поверхнями

В окремому випадку $A_1 = A_2$; $A'_E = A''_E$; $\sigma'_{\text{прив.}} = \sigma''_{\text{прив.}}$ отримаємо

$$T_E^4 = \frac{1}{2} (T_1^4 + T_2^4).$$

2.8 Кутові коефіцієнти

Припустимо, що передача теплоти випромінюванням відбувається між двома плоскими або випуклими тілами із абсолютно чорними поверхнями (рис. 2.100). Кожна з тіл має рівномірну температуру T_1 та T_2 , причому $T_1 > T_2$.

Випромінювальна спроможність тіл відповідно дорівнює E_{01} и E_{02} .

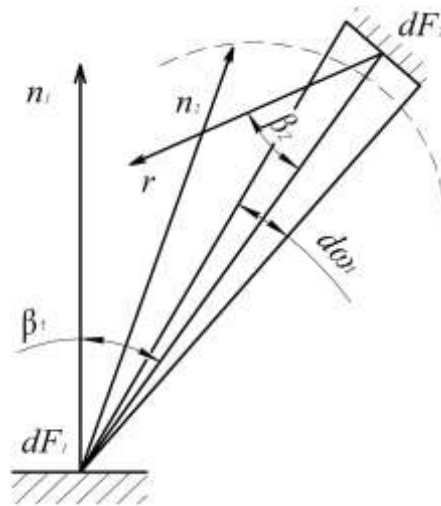


Рисунок 2.10. Передача теплоти від площадки dF_1 до dF_2

Виділимо на поверхнях тіл елементарні площадки dF_1 та dF_2 і з'ясуємо питання про передачу теплоти від першої площадки до другої. Перш за все, від площадки dF_1 енергія попадає на площадку dF_2 під тілесним кутом $d\omega_1$, а від dF_2 на площадку dF_1 під тілесним кутом $d\omega_2$. Відповідно маємо dE_{o12} та dE_{o21} – ефективні енергії. Випромінювання від dF_1 спрямоване на dF_2 під кутом β_1 до нормалі n_1 , а від dF_2 до dF_1 під кутом β_2 до нормалі n_2 . Згідно з законом Ламберта, маємо

$$E_o = \pi E_{on}, \quad (2.13)$$

E_o – ефективне випромінювання абсолютно чорної поверхні у всіх напрямках у межах півсфери;

E_{on} - ефективне випромінювання по нормалі до першої поверхні.

Тоді маємо ефективне випромінювання від поверхні dF_1 до поверхні dF_2

$$dE_{o12} = \frac{E_{o1} dF_1}{\pi} \cos \beta_1 d\omega_1. \quad (2.14)$$

Оскільки тілесний кут вимірюється площею, вирізаною ним в поверхні сфери з одиничним радіусом можна записати

$$d\omega_1 = \frac{dF_2 \cos \beta_2}{r^2},$$

де r – радіус півсфери, що оточує площу F_1 .

У зв'язку з цим запишемо

$$dE_{o12} = E_{o1} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2. \quad (2.15)$$

По аналогії

$$dE_{o21} = E_{o2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2. \quad (2.16)$$

Отож

$$dQ_{dF_1, dF_2} = (E_{01} - E_{02}) \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2. \quad (2.17)$$

Кількість теплоти, що віддається площадкою dF_1 усьому другому тілу F_2 знаходиться інтегруванням

$$dQ_{dF_1, dF_2} = (E_{01} - E_{02}) dF_1 \int_{F_2}^{F_1} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_2. \quad (2.18)$$

Вираз

$$\varphi_{12} = \int_{F_2}^{F_1} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_2$$

назвемо точковим (локальним) кутовим коефіцієнтом між dF_1 та dF_2 . Цей коефіцієнт визначає ту долю ефективного випромінювання поверхні dF_1 , яка попадає на F_2 .

Повторне інтегрування дає повну кількість теплоти, яка надходить від поверхні F_1 до поверхні F_2

$$Q_{12} = (E_{01} - E_{02}) \int_{F_2}^{F_1} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_2.$$

Поначимо $\bar{\varphi}_{12}$ як середній кутовий коефіцієнт від поверхні F_1 до F_2

$$\bar{\varphi}_{12} = \int_{F_1} dF_1 \int_{F_2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_2. \quad (2.19)$$

Тоді

$$Q_{12} = (E_{01} - E_{02}) F_1 \bar{\varphi}_{12}. \quad (2.20)$$

Аналогічно можна показати, змінюючи порядок інтегрування

$$Q_{21} = (E_{02} - E_{01}) \int_{F_1} dF_1 \int_{F_2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi r^2} dF_2 = F_2 \bar{\varphi}_{21}.$$

Таким чином маємо

$$F_1 \bar{\varphi}_{12} = F_2 \bar{\varphi}_{21}. \quad (2.21)$$

Цей вираз називається властивістю взаємності кутових коефіцієнтів.

Нарешті теплообмін між двома абсолютно чорними F_1 та F_2 , довільно орієнтовані у просторі

$$Q_{12} = \bar{\varphi}_{12} F_1 \sigma_o (T_1^4 - T_2^4) = \bar{\varphi}_{21} F_2 \sigma_o (T_2^4 - T_1^4). \quad (2.22)$$

2.9 Випромінювання газів

Гази також мають спроможність випромінювати та вбирати (поглинати) променисту енергію, але для різних газів ця спроможність різна.

Випромінюють (і поглинають), як правило трьохатомні гази (особливо H_2O , CO_2 і SO_2), двохатомні гази діатермічні (випромінюють енергію за межами теплового спектра коливань хвиль).

У газах випромінювання і поглинання енергії відбувається в об'ємі, на відміну від твердих тіл, у яких ці процеси діють у поверхневому шарі. Розглянемо вбирання шаром газу монохроматичного випромінювання (рис. 2.11). На відстані x від поверхні газу виділимо елементарний шар товщиною dx . Густина потоку випромінювання, що входить у об'єм газу становить $E_{\lambda n} \left(\frac{Bm}{M^2} \right)$ - початкова густина. На відстані x ця густина зменшується в результаті поглинання енергії і стає рівною $E_{\lambda x} (E_{\lambda x} < E_{\lambda n})$.

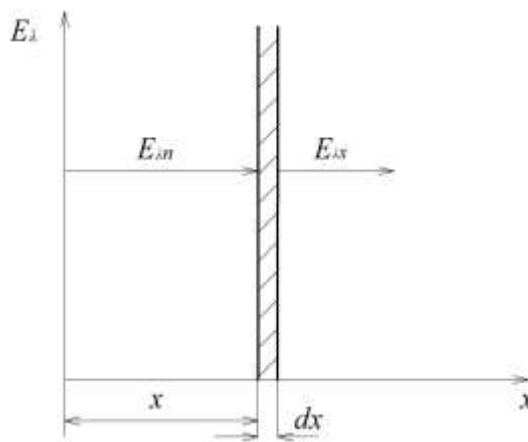


Рисунок 2.11. Залежність монохроматичного випромінювання від відстані

Припустимо, що зменшення енергії пропорційне відстані, тобто $dE_{\lambda} = -k_{\lambda} E_{\lambda n} dx$, де k_{λ} - коефіцієнт ослаблення променя на даній довжині хвилі коливань $\lambda \left(\frac{1}{i} \right)$.

Після інтегрування маємо

$$\int_{E_{\lambda n}}^{E_{\lambda x}} \frac{dE_{\lambda}}{E_{\lambda}} = -k_{\lambda} \int_0^x dx, \quad \ln \frac{E_{\lambda x}}{E_{\lambda n}} = -k_{\lambda} x.$$

Потенціюючи цей вираз, маємо

$$\frac{E_{\lambda x}}{E_{\lambda n}} = \exp(-k_{\lambda} x); \quad E_{\lambda x} = E_{\lambda n} \exp(-k_{\lambda} x). \quad (2.23)$$

Формула (2.23) називається законом Бугера. Згідно з цим законом зменшення густини випромінювання відбувається згідно з експоненціальним законом.

Визначимо коефіцієнт пропускання шару газу товщиною x . Він представляє собою відношення енергії, що виходить із шару до енергії, що входить в нього, тобто

$$D_{\lambda} = \frac{E_{\lambda x}}{E_{\lambda n}} = \exp(-k_{\lambda} x).$$

Відповідно, коефіцієнт поглинання (вбирання)

$$A_{\lambda} = 1 - D_{\lambda} = 1 - \exp(-k_{\lambda} x). \quad (2.24)$$

Згідно із законом Кірхгофа міра чорноти дорівнює коефіцієнту поглинання, тобто

$$\xi_{\lambda} = 1 - \exp(-k_{\lambda} x). \quad (2.25)$$

Таким чином, міра чорноти газу збільшується зі збільшенням товщини шару по експоненціальному закону.

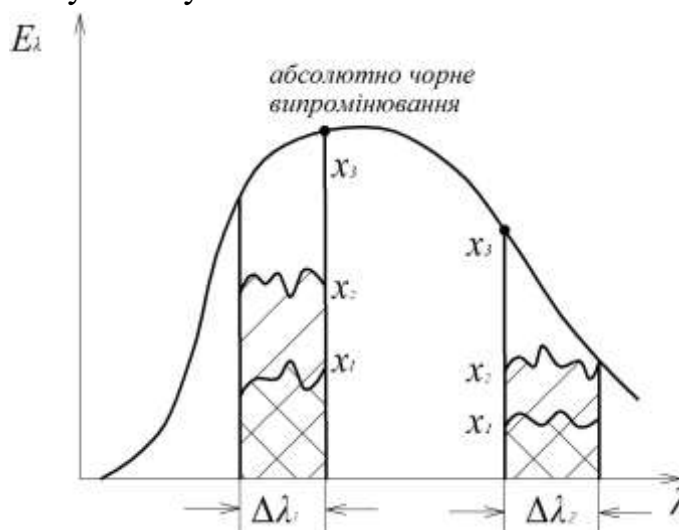


Рисунок 2.12. Характер випромінювання абсолютно чорного тіла і газу

На рис. 2.12 показано характер залежності густини монохроматичного випроміння для

- абсолютно чорного тіла – суцільна крива;
- селективного (вибіркового) газів на окремих полосах спектра коливань $\lambda(\Delta\lambda_1 \text{ та } \Delta\lambda_2)$, які мають товщини шару x_1, x_2, x_3 . Остання товщина $x_3 = \infty$, тобто згідно із формулою (3.43) $\xi_{\lambda} = 1$. Маємо $x_1 \leq x_2 < \infty$.

Зі збільшенням товщини шару газу інтенсивність випромінювання збільшується (бо збільшення товщини шару дає збільшення міри чорноти та коефіцієнта поглинання).

Взагалі встановлено, що міра чорноти випромінюючого газу визначається як

$$\xi = f(pS, T), \quad (2.26)$$

pS – сила ослаблення променя (Н/м);

p – парціальний тиск, Паскаль;

S – ефективна товщина випромінюючого шару

$$S = \frac{4V}{F_c};$$

V – об'єм випромінюючого газу;

F_c - поверхня обмежуючих стінок.

Для газів, що звичайно зустрічаються значення величини S збільшують на 10%, тобто

$$S = \frac{3,6V}{F_c}. \quad (2.27)$$

Гази випромінюють та вбирають енергію тільки в деяких інтервалах довжин хвиль $\Delta\lambda$, так званих полосах, розташованих у різних частинах спектра. Для променів інших хвиль коливань гази діатермічні тобто прозорі для променів. Ця властивість випромінювання та поглинання газів називається вибірковістю або селективністю. Наприклад, для CO_2 та H_2O мають практичне значення такі полоси в мікронах:

CO_2, μ

1-а полоса $\lambda_1 = 2,36 \rightarrow \lambda_2 = 3,02$; $\Delta\lambda_1 = 0,66\mu$;

2-а полоса $\lambda_1 = 4,01 \rightarrow \lambda_2 = 4,80$; $\Delta\lambda_1 = 0,79\mu$;

3-я полоса $\lambda_1 = 12,5 \rightarrow \lambda_2 = 16,5$; $\Delta\lambda_2 = 4,0\mu$;

H_2O

1-а полоса $\lambda_1 = 2,24 \rightarrow \lambda_2 = 3,27$; $\Delta\lambda_1 = 1,03 \mu$;

2-а полоса $\lambda_1 = 4,8 \rightarrow \lambda_2 = 8,5$; $\Delta\lambda_2 = 3,7 \mu$;

3-а полоса $\lambda_1 = 12,00 \rightarrow \lambda_2 = 25$; $\Delta\lambda_3 = 13 \mu$.

Енергія випромінювання газів може бути розрахована по спектру коливань. У такому випадку енергія дорівнює (рис. 2.13)

$$E_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda} d\lambda,$$

де E_{λ} - інтенсивність монохроматичного випромінювання (закон Планка).

Загальна випромінювальна спроможність газу

$$E = \sum E_{\Delta\lambda}.$$

В основу інженерних розрахунків випромінювання газів покладено закон четвертого степеня (закон Стефана-Больцмана). При цьому газ вважається сірим тілом з якоюсь фіктивною мірою чорноти ξ_o , яка дорівнює

$$\frac{\sum E_{\Delta\lambda}}{E_o} = \xi_o. \quad (2.27)$$

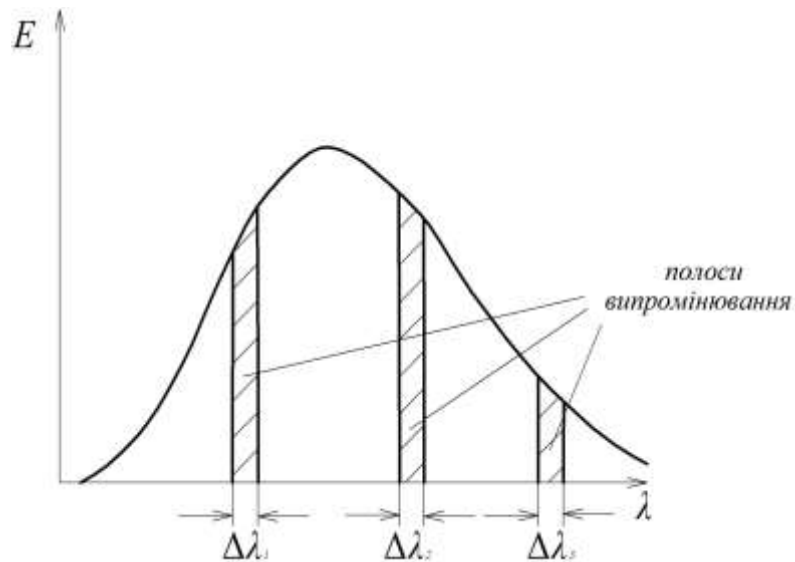


Рисунок 2.13. До визначення випромінювальної спроможності газів

Для найбільш важливих у техніці газів (CO_2 , H_2O , SO_2) маються графіки (рис. 2.14), по яким можна визначити ξ .

У цих графіках міра чорноти приведена як функція добутку парціального тиску на довжину ходу променя (pl) і температури. Залежність випромінювання газу від (pl) визвана тією обставиною, що при проходженні променів через газ їх енергія вбирання зменшується (чим більше тиск чи товщина шару більша кількість молекул, що зустрічають промені).

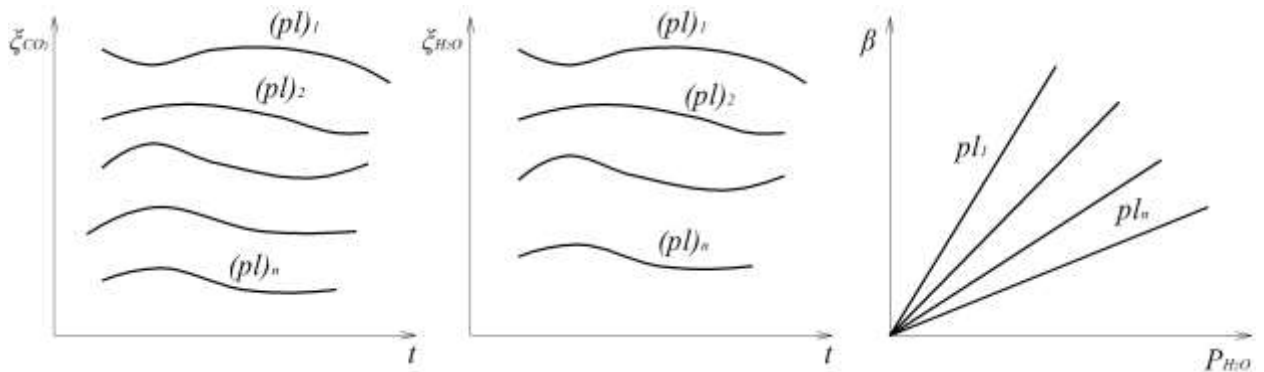


Рисунок 2.14. Міра чорноти газів

Розглядаючи полоси випромінювання газів CO_2 та H_2O , можна зробити висновок, що вони подекуди співпадають. Тому, якщо ці ази випромінюють сумісно, то треба зробити поправку β . Тоді

$$\xi = \xi_{\text{CO}_2} + \beta \xi_{\text{H}_2\text{O}} \quad (2.28)$$

Контрольні питання до теми 2:

1. Які основні особливості променистого теплообміну?
2. Які тіла називаються абсолютно чорним, абсолютно білим і абсолютно прозорим? Для чого потрібні поняття абсолютних тіл?