

**ПОШИРЕННЯ ТЕПЛА ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНЮ КОНТАКТУ ДВОХ СЕРЕДОВИЩ
ЗА ВРАХУВАННЯ ВПЛИВУ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**

Розглянуто явища відбивання і заломлення теплового випромінювання, а також поглинання і випромінення теплової енергії на ідеальній поверхні контакту двох середовищ з різними радіаційними властивостями. Встановлено умови ідеального теплового контакту за наявності теплових потоків, обумовлених впливом теплового випромінювання.

Вступ. Розвиток і вдосконалення сучасних приладобудування, електронної, космічної, авіаційної та інших галузей техніки неможливий без нових конструкційних матеріалів на основі неметалів: кераміки, скла, ситалів, кварцу, феритів тощо. Їх отримують, поєднуючи між собою або з металевими матеріалами шляхом склеювання, зварювання, пайки і т. п. Під час виготовлення або експлуатації шаруваті елементи конструкцій та прилади з таких матеріалів можуть перебувати в умовах теплового опромінення або високих температур, а їх складові мати різну прозорість [2, 10, 11] для теплового випромінювання, що охоплює область спектра від ультрафіолетової до далекої інфрачервоної (довжини хвиль $0,4 \div 1000$ мкм).

Для побудови раціональних режимів виготовлення чи експлуатації цих елементів необхідно розвинути підходи до моделювання і опису поширення теплового випромінювання та теплопереносу в шаруватих тілах з урахуванням впливу межових і контактних зон залежно від радіаційних і теплофізичних властивостей складових частин.

Вихідні співвідношення. Для дослідження теплопереносу в опромінюваних шаруватих тілах слід адекватно сформулювати умови теплового контакту на межі поділу шарів з різними радіаційними властивостями. Такі умови залежать не лише від процесів теплопровідності, але й явищ, що пов'язані з переносом теплового випромінювання через поверхню контакту. Використовувані в літературі [3, 4, 6, 9] умови ідеального (за досконалої адгезії фаз) чи неідеального (за розшарування фаз, міжконтактного прошарку, заповненого певним середовищем) теплового контакту забезпечують теплову рівновагу на поверхні контакту (реальній чи уявній) і враховують лише кондуктивний (теплопровідністю) перенос тепла. Їх отримують з умови неперервності на межі поділу потоків теплопровідності (баланс теплових потоків) та базуючись на припущенні про локальну теплову рівновагу між фазами (рівність температур) чи про наявність стрибка температури – термоопір). За наявності переносу випромінювання в шаруватих тілах як зовнішнього, так і власного, що визначає реальні радіаційні властивості фаз (складників, зокрема, їх різну прозорість), умови теплового контакту слід встановити, беручи до уваги теплові потоки від поглинання та випромінення теплової енергії на межі поділу.

Щоб сформулювати такі умови, вивчимо детальніше явища, що відбуваються під час взаємодії випромінювання з ідеальною поверхнею контакту двох тіл з різними радіаційними властивостями. Обмежимося плоскою поверхнею контакту. Розглядаємо на ній у точці \vec{x} спектральний потік випромінювання в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, що проходить за одиницю часу через елементарну площину dS у тілесному куті $d\Gamma = \sin \xi d\xi d\varphi$, вісь якого утворює із зовнішньою нормаллю \vec{n} до dS кут ξ (ξ, φ – відпо-

відні сферичні координати). Потік має спектральну інтенсивність $I_\lambda(\bar{x}, \xi, \varphi)$ випромінювання, яка в точці \bar{x} залежить від кутів φ ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$) та ξ ($0 \leq \xi \leq \pi/2$), що напрям променя (визначається ортом \vec{g}_0) утворює із зовнішньою нормаллю \vec{n} . При цьому $\cos \xi = \cos(\vec{g}_0 \wedge \vec{n})$. Нижче розглянемо поширення випромінювання на плоскій межі контакту двох середовищ за різних комбінацій їх радіаційних властивостей.

Частково прозорі контактувальні середовища. Оскільки для частково прозорих тіл властивий об'ємний характер взаємодії з випромінюванням [2, 10, 11], то визначальними на межі поділу середовищ будуть ефекти відбивання (характеризуються спектральними одно- та двоспрямованими відбивальними здатностями $R_\lambda^{(1)}(\bar{x}, \xi_1, \varphi)$, $R_\lambda^{(2)}(\bar{x}, \xi_2, \varphi)$, $R_\lambda^{(1)}(\bar{x}, \xi_1, \xi'_1, \varphi)$, $R_\lambda^{(2)}(\bar{x}, \xi_2, \xi'_2, \varphi)$) та заломлення випромінювання, що пов'язані з різною оптичною щільністю середовищ, яка залежить від їхніх спектральних показників заломлення $n_\lambda^{(1)}$, $n_\lambda^{(2)}$ [2, 11] (рис. 1; 2). Нехай у розглядуваній точці падає на поверхню з боку середовища 1 випромінювання з інтенсивністю $I_\lambda^{inc(1)}(\bar{x}, \xi_1, \varphi)$. На межі поділу частина випромінювання відбивається назад у середовище 1, а її інтенсивність

$$I_\lambda^{refl(1)}(\bar{x}, \xi'_1, \varphi) = R_\lambda^{(1)}(\bar{x}, \xi_1, \xi'_1, \varphi) I_\lambda^{inc(1)}(\bar{x}, \xi_1, \varphi) \quad (0 \leq \xi_1, \xi'_1 \leq \pi/2). \quad (1)$$

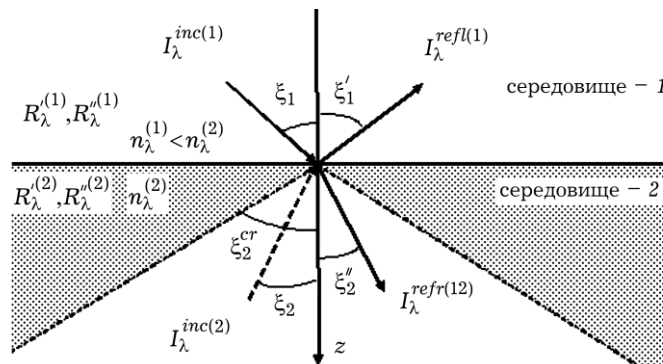


Рис. 1.

Інша частина заломлюється і поширюється в середовищі 2. При цьому, якщо $n_\lambda^{(1)} < n_\lambda^{(2)}$ (середовище 2 оптично щільніше), то заломлене випромінювання поширюватиметься в межах кута $\xi_2'' < \xi_2^{cr}$; $\xi_2^{cr} = \arcsin(n_\lambda^{(1)}/n_\lambda^{(2)})$ – кут Брюстера [2] (рис. 1), а його інтенсивність

$$I_\lambda^{refr(12)}(\bar{x}, \xi_2'', \varphi) = \left(1 - R_\lambda^{(1)}(\bar{x}, \xi_1, \varphi)\right) \frac{n_\lambda^{(2)}}{n_\lambda^{(1)}} I_\lambda^{inc(1)}(\bar{x}, \xi_1, \varphi), \quad (2)$$

де $(\sin \xi_1)/(\sin \xi_2'') = n_\lambda^{(2)}/n_\lambda^{(1)}$. Якщо ж $n_\lambda^{(1)} > n_\lambda^{(2)}$ (середовище 2 менш оптично щільне), то поза межами кута Брюстера [2] ($\xi_1^{cr} < \xi_1 \leq \pi/2$) на межі середовища 1 є повне відбивання випромінювання (рис. 2). Тому в цій

області зміни кута $\xi_1 - R_\lambda^{(1)}(\vec{x}, \xi_1, \varphi) = 1, \int_{\xi_2^{cr}}^{\pi/2} R_\lambda^{(1)}(\vec{x}, \xi_1, \xi'_1, \varphi) d\xi'_1 = 1.$

Заломлене випромінювання поширюється в середовищі 2 в усіх напрямках ($0 \leq \xi_2'' \leq \pi/2$), а його інтенсивність задає співвідношення

$$I_\lambda^{refr(12)}(\vec{x}, \xi_2'', \varphi) = \left(1 - R_\lambda^{(1)}(\vec{x}, \xi_1, \varphi)\right) \frac{n_\lambda^{(2)}}{n_\lambda^{(1)}} I_\lambda^{inc(1)}(\vec{x}, \xi_1, \varphi), \quad (3)$$

де $(\sin \xi_1) / (\sin \xi_2'') = n_\lambda^{(2)} / n_\lambda^{(1)}$.

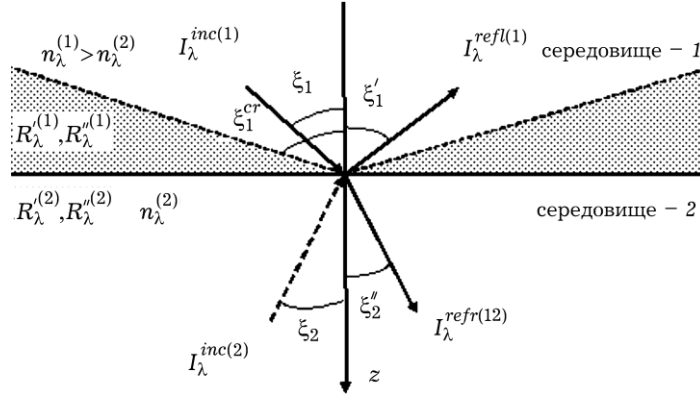


Рис. 2.

Так само поширюється випромінювання інтенсивності $I_\lambda^{inc(2)}(\vec{x}, \xi_2, \varphi)$, що падає на поверхню з боку середовища 2. Вирази для інтенсивностей відбитого та заломленого випромінювання встановлюють аналогічно.

Виходячи зі співвідношень, що окреслюють зв'язок на межі поділу двох частково прозорих середовищ між характеристиками падаючого та відбитого чи заломленого випромінювання, можна записати на поверхні контакту (подібно, як на поверхні однорідного частково прозорого тіла [1, 10]) інтегральні співвідношення для ефективних інтенсивностей випромінювання, що відходить від поверхні контакту в середовища 1 та 2. Для розглянутих випадків оптичної щільності вони матимуть вигляд

1. $n_\lambda^{(1)} < n_\lambda^{(2)}$

$$I_\lambda^{ef(1)}(\vec{x}, \xi_1, \varphi) - 2 \int_0^1 R_\lambda^{(1)}(\vec{x}, \xi_1', \xi_1, \varphi) I_\lambda^{inc(1)}(\vec{x}, \xi_1', \varphi) v_1 dv_1 = \begin{cases} \left(n_\lambda^{(1)} / n_\lambda^{(2)}\right)^2 \left(1 - R_\lambda^{(2)}(\vec{x}, \xi_2, \xi_2', \varphi)\right) I_\lambda^{inc(2)}(\vec{x}, \xi_2, \varphi), & \text{якщо } 0 \leq \xi_1 \leq \xi_2^{cr}, \\ 0, & \text{якщо } \xi_2^{cr} < \xi_1 \leq \pi/2, \end{cases}$$

$$I_\lambda^{ef(2)}(\vec{x}, \xi_2, \varphi) - 2 \int_0^{\xi_2^{cr}} R_\lambda^{(2)}(\vec{x}, \xi_2, \xi_2'', \varphi) I_\lambda^{inc(2)}(\vec{x}, \xi_2, \varphi) v_2 dv_2 - 2 \int_{\xi_2^{cr}}^1 I_\lambda^{inc(2)}(\vec{x}, \xi_2, \varphi) v_2 dv_2 =$$

$$= \left(n_\lambda^{(2)} / n_\lambda^{(1)} \right)^2 \left(1 - R_\lambda^{(1)}(\bar{x}, \xi_2, \xi_2'', \varphi) \right) I_\lambda^{inc(1)}(\bar{x}, \xi_2, \varphi). \quad (4)$$

2. $n_\lambda^{(1)} > n_\lambda^{(2)}$

$$\begin{aligned} & I_\lambda^{ef(1)}(\bar{x}, \xi_1, \varphi) - \int_0^{v_1^{cr}} 2R_\lambda^{(1)}(\bar{x}, \xi_1', \xi_1, \varphi) I_\lambda^{inc(1)}(\bar{x}, \xi_1', \varphi) v_1 dv_1 - \\ & - 2 \int_{v_1^{cr}}^1 I_\lambda^{inc(1)}(\bar{x}, \xi_1', \varphi) v_1 dv_1 = \\ & = \left(n_\lambda^{(1)} / n_\lambda^{(2)} \right)^2 \left(1 - R_\lambda^{(2)}(\bar{x}, \xi_2, \xi_2', \varphi) \right) I_\lambda^{inc(2)}(\bar{x}, \xi_2, \varphi), \\ & I_\lambda^{ef(2)}(\bar{x}, \xi_2, \varphi) - 2 \int_0^1 R_\lambda^{(2)}(\bar{x}, \xi_2, \xi_2', \varphi) I_\lambda^{inc(2)}(\bar{x}, \xi_2, \varphi) v_2 dv_2 = \end{aligned} \quad (5)$$

$$= \begin{cases} \left(n_\lambda^{(2)} / n_\lambda^{(1)} \right)^2 \left(1 - R_\lambda^{(1)}(\bar{x}, \xi_1, \xi_1', \varphi) \right) I_\lambda^{inc(1)}(\bar{x}, \xi_1, \varphi), & \text{якщо } 0 \leq \xi_1 \leq \xi_1^{cr}, \\ 0, & \text{якщо } \xi_1^{cr} < \xi_1 \leq \pi/2, \end{cases}$$

тут $v_i = \cos \xi_i'$, $v_i^{cr} = \cos \xi_i^{cr}$, $0 < v_i \leq v_i^{cr}$ ($i = 1, 2$).

Отже, за контакту двох частково прозорих тіл на межі їх поділу L не виникає теплових потоків, обумовлених взаємодією з випромінюванням. Тому теплову рівновагу за наявності лише потоків, спричинених теплопровідністю, забезпечують відомі умови ідеального теплового контакту [5]:

$$\left(\kappa_{(1)} T_{,i}^{(1)} \right) n_i = \left(\kappa_{(2)} T_{,i}^{(2)} \right) n_i, \quad T^{(1)} = T^{(2)}, \quad \bar{x} \in L, \quad (6)$$

де $T^{(l)}$, $\kappa_{(l)}$ ($l = 1, 2$) – температура та коефіцієнти теплопровідності контактуючих тіл; повторювані індекси позначають підсумовування, а кома перед індексом – диференціювання за відповідними декартовими координатами x_i .

Частково прозоре та непрозоре контактувальні середовища. Розглянемо тепер контакт двох середовищ різної прозорості – частково прозорого 1 та непрозорого 2. Згідно з феноменологічною теорією [2], поширення випромінювання з відбиванням на межі поділу середовищ можливе лише в частково прозорій області, а в непрозорій вплив випромінювання (через гіпотезу про поверхневий характер поглинання [2]) проявляється лише на її границі і полягає в поглинанні та випромінненні теплової енергії.

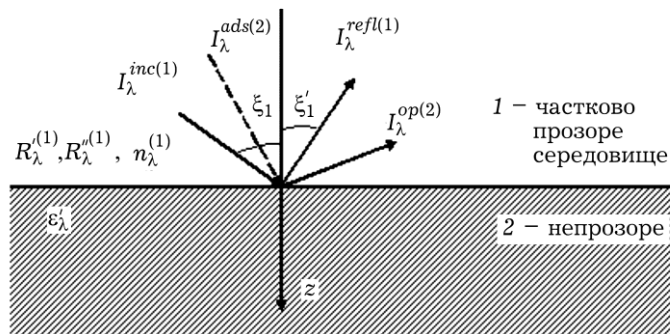


Рис. 3.

Характеризуватимемо частково прозоре тіло спектральним показником

заломлення $n_\lambda^{(1)}$, непрозоре – односпрямованим спектральним ступенем чорноти $\varepsilon_\lambda^{(2)}(\vec{x}, \xi, \varphi)$, а межу поділу – спектральними одно- та двоспрямованою відбивальними здатностями $R'_\lambda(\vec{x}, \xi, \varphi)$, $R''_\lambda(\vec{x}, \xi, \xi', \varphi)$. Як і раніше, $\cos \xi = \cos(\vec{g}_0 \wedge \vec{n})$. Нехай у розглядуваній точці падає на межу поділу з боку частково прозорого середовища 1 випромінювання з інтенсивністю $I_\lambda^{inc(1)}(\vec{x}, \xi, \varphi)$ (рис. 3). На межі поділу частина випромінювання відбивається назад у середовище 1, з інтенсивністю

$$I_\lambda^{refl(1)}(\vec{x}, \xi', \varphi) = R'_\lambda(\vec{x}, \xi, \xi', \varphi) I_\lambda^{inc(1)}(\vec{x}, \xi, \varphi) \quad (0 \leq \xi, \xi' \leq \pi/2). \quad (7)$$

З межі непрозорого середовища в частково прозоре випромінюється теплова енергія інтенсивністю

$$I_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, t, \xi, \varphi) = \varepsilon_\lambda^{(2)}(\vec{x}, \xi, \varphi) (n_\lambda^{(1)})^2 I_{V\lambda}[T(\vec{x}, t)], \quad 0 \leq \xi \leq \pi/2. \quad (8)$$

Приймемо, що для межової поверхні непрозорого тіла виконується закон Кірхгофа $\varepsilon_\lambda^{(2)}(\vec{x}, \xi, \varphi) = 1 - R'_\lambda(\vec{x}, \xi, \varphi)$ [2]. Тоді поглинання теплової енергії теж можна охарактеризувати односпрямованим спектральним ступенем чорноти $\varepsilon_\lambda^{(2)}(\vec{x}, \xi, \varphi)$, а інтенсивність поглинутої енергії подати у вигляді

$$I_\lambda^{(2)abs}(\vec{x}, \xi, \varphi) = [1 - R'_\lambda(\vec{x}, \xi, \varphi)] I_\lambda^{inc(1)}(\vec{x}, \xi, \varphi), \quad 0 \leq \xi \leq \pi/2. \quad (9)$$

Зауважимо, що введені відбивальні параметри $R''_\lambda(\vec{x}, \xi, \xi', \varphi)$, $R'_\lambda(\vec{x}, \xi, \varphi)$ поверхні контакту слід додатково визначити в експерименті, оскільки в довідковій літературі подані лише такі характеристики поверхні тіла. Оскільки відбивальна здатність непрозорих тіл суттєво вища, ніж частково прозорих, можна наближено прийняти $R''_\lambda(\vec{x}, \xi, \varphi) \approx R_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, \xi, \varphi)$, $R'_\lambda(\vec{x}, \xi, \varphi) \approx R_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, \xi, \varphi)$, де $R_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, \xi, \varphi)$, $R_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, \xi, \varphi)$ – відповідні відбивальні характеристики непрозорого тіла. Закон Кірхгофа тоді виконується теж наближено.

За означених величин $I_\lambda^{inc(1)}(\vec{x}, \xi, \varphi)$, $I_\lambda^{refl(1)}(\vec{x}, \xi', \varphi)$, $I_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, t, \xi, \varphi)$ запишемо (подібно, як за контакту частково прозорих тіл) інтегральне співвідношення для ефективної інтенсивності випромінювання, що відходить від поверхні контакту в частково прозоре середовище 1:

$$I_\lambda^{ef(1)}(\vec{x}, t, \xi, \varphi) = \int_0^{\pi/2} 2R''_\lambda(\vec{x}, \xi, \xi', \varphi) I_\lambda^{inc(1)}(\vec{x}, \xi', \varphi) v' dv' + I_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, t, \xi, \varphi), \quad (10)$$

де $v' = \cos \xi'$.

Під час формулювання теплових умов на поверхні контакту частково прозорого та непрозорого тіл необхідно врахувати, окрім потоків, обумовлених теплопровідністю, теплові потоки, спричинені поглинанням та випромінюванням теплової енергії на межі поділу. За відомих виразів (8), (9) для інтенсивностей $I_\lambda^{(2)op}(\vec{x}, t, \xi, \varphi)$, $I_\lambda^{(2)abs}(\vec{x}, t, \xi, \varphi)$ випроміненої та поглинутої теплової енергії на межі поділу ці потоки подамо у вигляді [2, 7, 8]

$$q_{op}(\vec{x}, t) = \int_{\lambda=0}^{\infty} \left\langle \int_0^{2\pi} \left\{ \int_0^{\pi/2} \left[\varepsilon_{\lambda}^{\prime(2)}(\vec{x}, \xi, \varphi) \left(n_{\lambda}^{(1)} \right)^2 I_{V\lambda} [T(\vec{x}, t)] v dv \right] \right\} d\varphi \right\rangle d\lambda, \quad (11)$$

$$q_{abs}(\vec{x}) = \int_{\lambda=0}^{\infty} \left\langle \int_0^{2\pi} \left\{ \int_0^{\pi/2} \left[[1 - R'_{\lambda}(\vec{x}, \xi, \varphi)] I_{\lambda}^{inc(1)}(\vec{x}, \xi, \varphi) v dv \right] \right\} d\varphi \right\rangle d\lambda. \quad (12)$$

Тут, як і вище, $v = \cos \xi$.

Використовуючи на поверхні контакту L умову неперервності нормальних складників теплового потоку (умову балансу теплових потоків) та припущення про локальну теплову рівновагу між розглядуваними тілами, теплові контактні умови сформулюємо так:

$$\left(\kappa_{(1)} T_{,i}^{(1)} \right) n_i = \left(\kappa_{(2)} T_{,i}^{(2)} \right) n_i + q_{abs} - q_{op}, \quad T^{(1)} = T^{(2)}, \quad \vec{x} \in L, \quad (13)$$

де $T^{(i)}$, $\kappa_{(i)}$ ($i = 1, 2$), як і вище, – температура та коефіцієнти теплопровідності контактуючих тіл. Назвемо умови (13) умовами ідеального контакту за врахування впливу випромінювання [1].

Для так званої сірої поверхні поділу ($\varepsilon_{\lambda}^{\prime(2)}(\vec{x}, \xi, \varphi) = \varepsilon(\vec{x})$, $n_{\lambda}^{(1)} = n = const$) [2], отримуємо вираз

$$q_{op}(\vec{x}) = \varepsilon(\vec{x}) (n)^2 \sigma T^4(\vec{x}, t) \quad (14)$$

(контактні умови типу умов Стефана–Больцмана).

Якщо відбивання на межі контакту має ізотропний (не залежить від кута φ) і дифузний (не залежить від кута ξ) характер, тобто $R'_{\lambda}(\vec{x}, \xi, \varphi) = \pi R''_{\lambda}(\vec{x}, \xi, \varphi) = R_{\lambda}(\vec{x})$, де $R_{\lambda}(\vec{x})$ – коефіцієнт дифузного відбивання, то вираз для потоку поглинутої теплової енергії набуде спрощеного вигляду:

$$q_{abs}(\vec{x}) = \int_{\lambda=0}^{\infty} \left\langle \left[1 - \pi R_{\lambda}(\vec{x}) \right] \int_0^{2\pi} \left\{ \int_0^{\pi/2} \left[I_{\lambda}^{inc(1)}(\vec{x}, \xi, \varphi) v dv \right] \right\} d\varphi \right\rangle d\lambda. \quad (15)$$

Непрозорі контактувальні середовища Згідно з феноменологічною теорією для непрозорих тіл приймають поверхневий характер взаємодії з випромінюванням. Теплове випромінювання в такі тіла не проникає, тому поняття інтенсивності випромінювання у внутрішній області не визначено. Базуючись на таких ідеалізованих уявленнях, можна вважати, що процеси випромінювання та поглинання теплової енергії на межі поділу двох непрозорих тіл не супроводжуються переносом випромінювання з одного тіла в інше. Отже, додаткові теплові потоки (окрім потоків, обумовлених теплопровідністю) на межі поділу не виникають. Теплові контактні умови тут мають вигляд відомих з літератури умов ідеального теплового контакту, тобто умов виду (6).

Висновки. Ґрунтуючись на підходах феноменологічної теорії випромінювання, дослідили явища відбивання та заломлення теплового випромінювання, а також поглинання і випромінювання теплової енергії під час взаємодії випромінювання з ідеальною поверхнею контакту двох середовищ з різними радіаційними властивостями. Розглянуто контакт двох частково прозорих середовищ, частково прозорого і непрозорого, а також двох непрозорих. Для них встановлено умови теплового контакту з урахуванням теплових потоків, викликаних поглинанням і випромінюванням теплової енергії на межі поділу.

1. Брухаль М. Б., Терлецький Р. Ф., Турій О. П. Задачі термомеханіки для

- облучаемых тел // Теорет. и прикл. механика – 2012. – Вып. 4(50). – С. 30–37.
2. *Зигель Р., Хауэлл Д.* Теплообмен излучением. – М.: Мир, 1975. – 936 с.
 3. *Коляно Ю. М., Кушнір Р. М., Музычук Ю. А.* Температурные напряжения в слоистых средах при неидеальном термомеханическом контакте на поверхностях раздела // Прикл. механика. – 1986. – 22, № 11. – С. 28–36.
 4. *Кушнір Р. М.* Використання методу узагальнених задач спряження в термопружності кусково-однорідних тіл при неідеальному контакті // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 1998. – 41, № 1. – С. 108–116
 5. *Лыков А. В.* Теория теплопроводности. – М.: Высш. шк. 1967. – 600 с.
 6. *Мартиняк Р. М.* Механотермодифузійна взаємодія тіл з контактнo-поверхневими неоднорідностями і дефектами: дис... докт. фіз.-мат. наук. – Львів, 2000. – 372 с.
 7. *Моделювання та оптимізація в термомеханіці електропровідних неоднорідних тіл / Під заг. ред. Я. Й. Бурака, Р. М. Кушніра.* Т. 1: Термомеханіка багатоконпонентних тіл низької електропровідності / Я. Й. Бурак, О. Р. Гачкевич, Р. Ф. Терлецький. – Львів: СПОЛОМ, 2006. – 300 с
 8. *Моделювання та оптимізація в термомеханіці електропровідних неоднорідних тіл / Під заг. ред. Я. Й. Бурака, Р. М. Кушніра.* Т. 2: Механотермодифузія в частково прозорих тілах / О. Р. Гачкевич, Р. Ф. Терлецький, Т. Л. Курницький. – Львів: СПОЛОМ, 2007. – 184 с.
 9. *Підстригач Я. С.* Умови теплового контакту твердих тіл // Доп. АН УРСР. – 1963. – № 7. – С. 872–874.
 10. *Рубцов Н. А.* Теплообмен излучением в сплошных средах. – Новосибирск: Наука, 1984. – 278 с.
 11. *Modest M. F.* Radiative Heat Transfer. – San Diego: Acad. Press, 2003. – 822 p.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА СКВОЗЬ ПОВЕРХНОСТЬ КОНТАКТА ДВУХ СРЕД С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрены явления отражения и преломления теплового излучения, а также поглощения и излучения тепловой энергии на идеальной поверхности контакта двух сред с различными радиационными свойствами. Установлены условия идеального теплового контакта с учетом тепловых потоков, вызванных поглощением и излучением тепловой энергии на границе раздела.

HEAT TRANSFER THROUGH CONTACT SURFACE BETWEEN TWO MEDIA TAKING INTO ACCOUNT THE INFLUENCE OF THERMAL RADIATION

The phenomena of reflection and refraction of thermal radiation, as well as the absorption and emission of thermal radiation which occur on the perfect contact surface between two media with different radiative properties were considered. The conditions of a perfect thermal contact with regard for the heat flows caused by the processes of absorption and emission of thermal energy at the interface were established.