

зміну гідравлічного опору шару сухого струганого букового шпону залежно від швидкості руху теплоносія і геометричних розмірів шару.

Література

1. Микичак Б.М., Ханик Я.М., Станіславчук О.В. Особливості сушіння кускових газопроникних матеріалів// Наук. вісник УкрДЛТУ: Зб. наук.-техн. праць. – Львів: УкрДЛТУ. – 2004, вип. 14.4. – С. 121-124.

2. Касаткин А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. – М.: Изд-во "Химия". – 1971. – 784 с.

УДК 647.047

Доц. І.М. Озарків, д-р техн. наук; проф. В.М. Максимів,
д-р техн. наук; доц. М.С. Кобринович, канд. фіз.-мат. наук;
інж. З.П. Копинець – НЛТУ України, м. Львів

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОМЕНЕВОГО ТЕПЛООБМІНУ МЕТОДОМ ЕЛЕКТРОТЕПЛОВИХ АНАЛОГІЙ

Наведено схеми моделювання радіаційного теплообміну для сірих тіл, що утворюють замкнуту систему. Наведено відповідні рівняння розв'язку радіаційної задачі.

*Assist. prof. I.M. Ozarkiv; prof. V.M. Maksymiv; assist. prof. M.S. Cobrinovich;
eng. Z.P. Kopynets – NUFWT of Ukraine, L'viv*

Modeling of radial heat exchange by method of electric-heat analogies

The modeling schemes of radiation heat exchange for grey bodies forming a pent system have been represented. The corresponding equations of radiation problem have been done.

Теплове моделювання базується на використанні теплових потоків променевої енергії. Цей метод ґрунтується на такому співвідношенні: подібність променевого теплообміну двох випромінюючих систем, що утворені чорними (сірими) поверхнями i та j , буде забезпечене тільки тоді, коли дані системи геометрично подібні, заповнені діатермічним середовищем і відповідають співвідношенню

$$\varphi_{i,j} = f\left(\frac{T_j}{T_i}\right), \quad (1)$$

де: φ_{ij} – кутовий коефіцієнт, який є критерієм геометричної подібності; T_j/T_i – параметричний критерій, що представляє собою відношення температур абсолютно чорних (сірих) поверхонь i та j .

Як показали наші дослідження, у близькій інфрачервоній області спектра проникливість деревини різних порід не перевищує 5...7 %. Це значить, що вологу деревину можна розглядати як типове сіре тіло, яке за своїми властивостями близьке до АЧТ.

У загальному випадку для замкненої системи, що складається із двох сірих тіл, які мають різні температури та довільно розміщені в просторі, густину потоку, направлено від першого тіла до другого, визначають

$$Q_{1-2} = \frac{(q_2)_{\text{рез}}}{F_2} = \frac{\varepsilon_{np} \cdot \sigma_0}{F_2} \left[\left(\frac{T_6}{100} \right)^4 \cdot \varphi_{12} \cdot F_1 - \left(\frac{T_{n.m.}}{100} \right)^4 \cdot \varphi_{21} \cdot F_2 \right], \quad (2)$$

де: T_ϵ – температура поверхні випромінювача, К; σ_0 – постійна Стефана-Больцмана ($\sigma_0 = 5,67032 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴)).

При падінні випромінювання на сіру поверхню частина випромінювання відіб'ється. Це значить, що за рахунок останнього явища розрахунки теплообміну в такій системі, коли остання складається із сірих поверхонь, будуть більш складними порівняно із чорними поверхнями.

Для порівняння розглянемо випадок стаціонарного теплообміну між трьома сірими ізотермічними поверхнями, що утворюють замкнену систему, коли остання заповнена терморадіаційно нейтральним (діатермічним) середовищем. Допустимо, що всі поверхні ізотермічні і падаюче на кожну з поверхонь випромінювання розподілене рівномірно.

Оскільки поверхні ми вважаємо сірими, то вони є дифузними і на основі закону Кірхгофа їх випромінювальна здатність рівна поглинальній, тобто $\bar{\epsilon}_\lambda = \bar{A}_\lambda = 1 - \bar{R}_\lambda$, коли самі поверхні є непрозорими.

Ефективне випромінювання, яке виходить від сірої поверхні, рівне сумі густин потоків власного випромінювання, випущеного одиницею поверхні, і відбитого випромінювання, тобто

$$q_{ef} = \epsilon \cdot E_\epsilon + \bar{R}_\lambda \cdot E_{nad}, \quad (3)$$

де: $\bar{R}_\lambda$ – коефіцієнт відбивання поверхню; ϵ – коефіцієнт випромінювання (ступінь чорноти).

Результуючий тепловий потік від сірої поверхні буде рівний різниці теплових потоків ефективного та падаючого випромінювання, тобто

$$(q_i)_{pez} = q_{ef} - E_{nad} = F_i \cdot (q_{ef} - E_{nad,i}) = F_i \cdot (E_{ef,i} - E_{nad,i}). \quad (4)$$

Тоді з врахуванням рівняння (4) і рівняння теплового балансу для непрозорого тіла

$$A_\lambda + R_\lambda = 1; D_\lambda = 0, \quad (5)$$

$$\text{або} \quad \epsilon_\lambda + R_\lambda = 1 \quad (6)$$

рівняння (4) прийме вид

$$(q_i)_{pez} = \frac{E_{\epsilon_i} - q_{ef,i}}{\bar{R}_i} = \frac{E_{\epsilon_i} - E_{ef,i}}{\bar{R}_i} \cdot \frac{\bar{R}_i}{\epsilon_i \cdot F_i}. \quad (7)$$

Якщо записати останнє рівняння (7) у формі закону Ома, то його знаменник представляє собою тепловий опір, який знаходиться між двома потенціалами E_{ϵ_i} і $q_{ef,i}$. Величина опору $\bar{R}_i / (\epsilon_i \cdot F_i)$ обумовлюється тим, що сіра поверхня відбиває частину падаючого випромінювання (його ще називають поверхневим опором). Повний тепловий ланцюг для моделювання променевого теплообміну між трьома сірими поверхнями, що утворюють замкнену систему, наведено на рис. 1.

Коли замкнена система складається із трьох сірих поверхонь, в якій дві сірі поверхні і одна перевипромінювальна (наприклад, поверхня 3) утворюють замкнену систему (рис. 2), то можна записати на основі умови збереження енергії

$$(q_1)_{рез} = -(q_2)_{рез}, \quad (8)$$

а результуючий потік тепла до поверхні 1 буде рівний

$$(q_1)_{рез} = \frac{E_{\epsilon_1} - E_{\epsilon_2}}{\frac{R_1}{\epsilon_1 \cdot F_1} + R_{екв}^* + \frac{R_2}{\epsilon_2 \cdot F_2}}, \quad (9)$$

де: $R_{екв}^*$ – опір, еквівалентний геометричному опору між точками $q_{эф.1}$ і $q_{эф.2}$, з'єднаному паралельно з двома геометричними опорами між $q_{эф.1}$ та $q_{эф.3}$ і між $q_{эф.2}$ і $q_{эф.3}$. Тобто, величину $R_{екв}^*$ визначають

$$R_{екв}^* = \frac{\frac{1}{F_1 \cdot \phi_{12}} \cdot \left(\frac{1}{F_1 \cdot \phi_{13}} + \frac{1}{F_2 \cdot \phi_{23}} \right)}{\frac{1}{F_1 \cdot \phi_{12}} + \frac{1}{F_1 \cdot \phi_{13}} + \frac{1}{F_2 \cdot \phi_{23}}}. \quad (10)$$

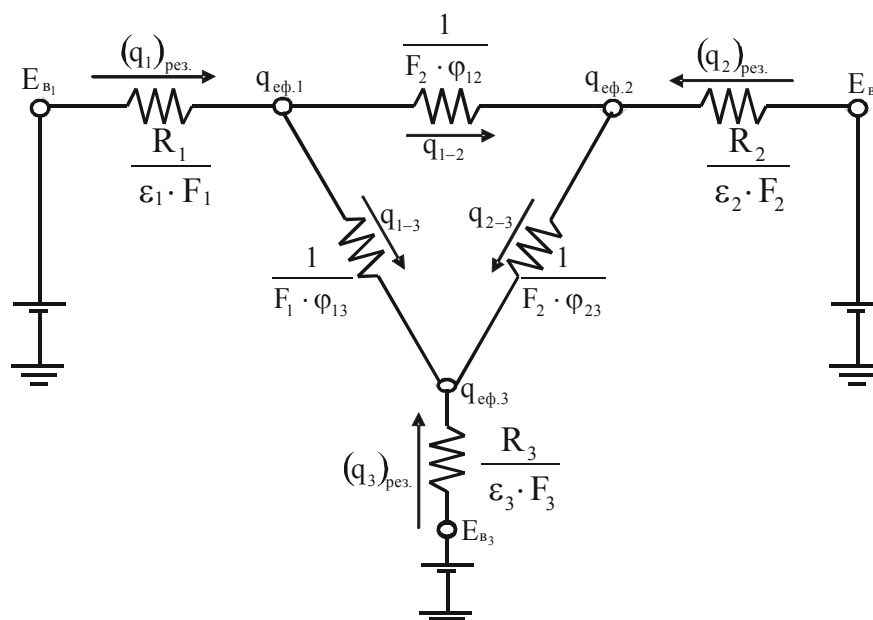


Рис. 1. Тепловий ланцюг для трьох сірих поверхонь, що утворюють замкнену систему

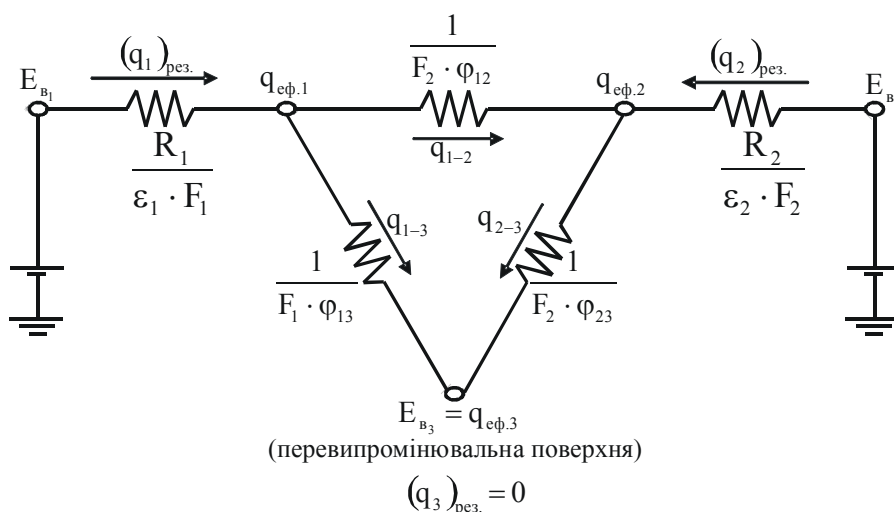


Рис. 2. Тепловий ланцюг для замкненої системи, що складається із двох сірих поверхонь і однієї перевипромінювальної поверхні

Але в практиці сушіння різних матеріалів рослинного походження між генератором (джерелом) випромінювання та об'єктом сушіння завжди є прозоре середовище (повітря), що частково поглинає, розсіює та пропускає терморадіаційне випромінювання. Тому для даного випадку розглянемо променевий теплообмін між двома сірими великими непрозорими поверхнями, які розділені пропускним середовищем (повітрям, склом): зокрема між боковою стінкою сушильної камери та штабелем (рис. 3).

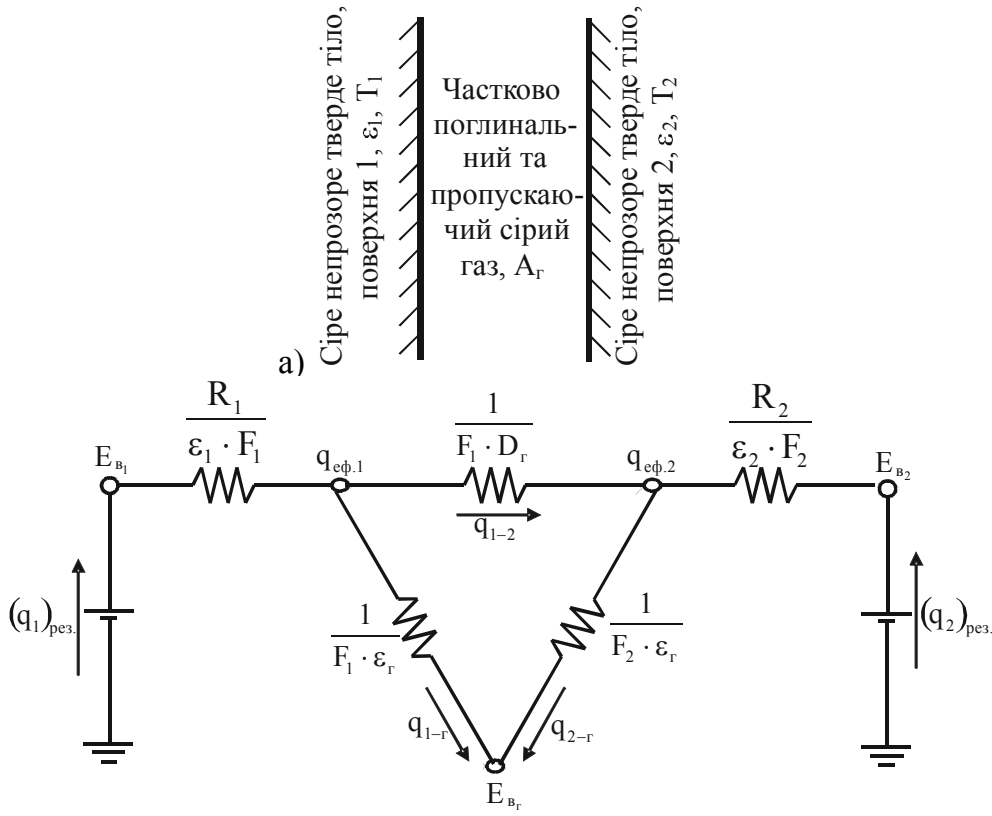


Рис. 3. Тепловий ланцюг (б) для схеми, що складається із двох безмежно довгих сірих поверхонь, розділених прозорим газом (а)

Крім того, прийемо, що частково поглинаюче середовище є ізотермічним та сірим і не відбиває падаючого випромінювання. Нехай при цьому властивості і температури цих двох сірих поверхонь відомі. Визначимо величину променевих потоків між цими трьома тілами і температуру газів (індекс "г" буде виражати властивості прозорого газу).

Згідно з законом Кірхгофа, для повітря (прозорого газу)

$$A_g = \varepsilon_g, \quad (11)$$

а коефіцієнт пропускання D_g , коли $R_g \approx 0$, рівний

$$D_g = 1 - A_g = 1 - \varepsilon_g. \quad (12)$$

Зауважимо, що формули для визначення потоку ефективного випромінювання від поверхні 1, тобто

$$(q_1)_{рез.} = F_1 \cdot E_{\epsilon_1} - F_1 \cdot \varphi_{12} \cdot E_{\epsilon_2}, \quad (13)$$

та результуючого потоку випромінювання, тобто

$$(q_2)_{рез.} = F_2 \cdot E_{\epsilon_2} - F_2 \cdot \varphi_{21} \cdot E_{\epsilon_1}, \quad (14)$$

не залежать від присутності прозорого газу. Це значить, що величину результуючого потоку теплової енергії від поверхні 1 визначають за формулою

$$(q_1)_{рез} = \frac{E_{\epsilon_1} - q_{ef.1}}{\frac{R_1}{\epsilon_1 \cdot F_1}}. \quad (15)$$

Потік падаючого на поверхню 1 випромінювання рівний сумі потоку ефективного випромінювання, що поступає від поверхні 2 через газ, і потоку власного випромінювання газу, тобто

$$E_{над.1} = D_2 \cdot q_{ef.2} + \epsilon_2 \cdot E_{\epsilon_2}. \quad (16)$$

Оскільки

$$(q_1)_{рез} = F_1 \cdot (q_{ef.1} - E_{над.1}), \quad (17)$$

то з врахуванням (16), отримаємо

$$(q_1)_{рез} = F_1 \cdot (q_{ef.1} - D_2 \cdot q_{ef.2} - \epsilon_2 \cdot E_{\epsilon_2}), \quad (18)$$

$$\text{або} \quad (q_1)_{рез} = F_1 \cdot [D_2 \cdot (q_{ef.1} - q_{ef.2}) + \epsilon_2 \cdot (q_{ef.1} - E_{\epsilon_2})] = \frac{q_{ef.1} - q_{ef.2}}{\frac{1}{F_1 \cdot D_2}} + \frac{q_{ef.2} - E_{\epsilon_2}}{\frac{1}{F_2 \epsilon_2}}. \quad (19)$$

Таким чином, рівняння (15)-(19) дадуть змогу на основі електроаналогій розробити тепловий ланцюг розглядуваної задачі (рис. 3, б). Аналізуючи даний ланцюг, видно, що густина потоку випромінювання газу E_{ϵ_2} є плаваючим потенціалом. Інакше кажучи, температура газу буде виражати функцію цих властивостей, а також температур і властивостей цих двох непрозорих поверхонь. Фактично газ буде адіабатичним матеріалом, оскільки до нього не підводять зовнішню енергію, або $(q_{рез})_2 = 0$.

Таким чином, тепловий ланцюг, який базується на електроаналогії, є зручним засобом аналізу різних терморадіаційних задач. Адже, використавши відомий закон Ома до кожного опору, як і закон Кірхгофа, для струму в кожній окремо взятій точці розгалуження ланцюга, можна в невеликій діаграмі зосередити невелику кількість рівнянь, що зв'язують між собою теплові потоки електромагнітного випромінювання і властивості генератора та об'єкта опромінення.

Література

1. Крефт Ф., Блек У. Основы теплопередачи/ Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 512 с.

УДК 674.093.24.06 Доц. О.Б. Ференц, канд. техн. наук; доц. І.М. Озарків,
д-р техн. наук; інж. З.П. Копинець – НЛТУ України, м. Львів;
доц. П.М. Рибіцький, канд. техн. наук – Архангельський ДТУ, Росія

НОРМУВАННЯ ВИТРАТИ ДЕРЕВИНИ У ПРОЦЕСІ ВИГОТОВЛЕННЯ КЛЕСНОГО БРУСА

Розглянуто питання нормування витрати деревини у виробництві столярних виробів.