

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ВИПАРОВУВАННЯ І КОНВЕКЦІЇ НА ПРОЦЕС ВІДВЕДЕННЯ ТЕПЛА З ПОВЕРХНІ ПЛАСТИНИ

© Федасюк Д.В., Муха Т.О., 2010

Побудовано нелінійну модель процесу теплообміну в плоскій пластині, з поверхні якої в навколишнє середовище розсіюється теплова енергія за рахунок випаровування рідини і конвекції. Нелінійну модель зведено до лінійної. Отримано аналітичний розв’язок лінійної модельної задачі. Здійснено порівняння кількості відведеного тепла за рахунок випаровування та конвекції.

Ключові слова: нелінійна модель, теплообмін, випаровування, конвекція, аналітичний розв’язок.

The non-linear model of the heat exchange process in a flat plate, which surface dissipates heat due to evaporation of liquid and convection, has been built. The non-linear model has been simplified to the linear model. The analytical solution of the linear model problem has been found. The comparison of the dissipated heat amount due to evaporation and convection has been made.

Keywords: nonlinear model, heat exchange, evaporation, convection, analytical solution.

Постановка проблеми

У наш час в результаті зростання потужностей споживання електроенергії різноманітними приладами, а також зменшення їхніх розмірів збільшилася питома густина теплової енергії, яку виділяють їхні конструктивні елементи. Їхнє інтенсивне нагрівання знижує надійність роботи і загрожує виходом з ладу. Тому на етапі проектування як елементів, так і приладу загалом, враховують допустимі температурні межі їхнього функціонування. Для забезпечення відповідного температурного режиму функціонування потрібне ефективне тепловідведення.

Більшість систем тепловідведення, які використовуються в наш час, відводять тепло, обдуваючи поверхню потоком повітря, використовуючи у такий спосіб явище вимушеної конвекції для охолодження. Однак процес відведення тепла від нагрітого елемента можна інтенсифікувати завдяки використанню паралельно з конвекцією явища випаровування. Під час випаровування, у разі зміни агрегатного стану, тепло додатково відводиться у вигляді питомої теплоти.

Тому постає задача побудови моделі процесу тепловідведення з використанням випаровування, яка б, своєю чергою, дала змогу дослідити вплив випаровування і конвекції на процес охолодження.

Аналіз останніх досліджень та публікацій

Автори [1] запропонували модель стаціонарного процесу теплообміну в теплообміннику, ребра якого покриті тонкою плівкою води, яка постійно оновлюється. Вода випаровується, забираючи теплову енергію від ребер, тим самим охолоджуючи їх. Подано рівняння, які описують теплообмін в області з повітрям і в області твердотільних ребер. Швидкість випаровування залежить від коефіцієнта вологості повітря. Автори приводять задачу до безрозмірних величин і розв’язують її аналітичним способом.

Автори [2] досліджували вплив форми поверхні, зокрема різноманітних нерівностей та напрямку розпилювання рідини, на процес охолодження за рахунок випаровування. Досліджувалися плоскі поверхні, а також поверхні з пірамідальними та кубічними нерівностями. У статті подано вигляд установки для емпіричних досліджень, а також наведено результати виконаних експериментів.

Автори [3] наводять результати дослідів, які здійснювалися з метою дослідження теплообміну при випаровуванні малих краплин рідини з нагрітої поверхні. В роботі подані встановлені дослідно швидкості випаровування води і n-гептану в діапазоні температур 60–75 °С. Показані залежності розмірів крапель від часу, температури, матеріалу, з якого виготовлена поверхня, тощо. Також наводиться динаміка зміни контактного кута між рідиною і твердим тілом.

Результати досліджень випаровування крапель, але вже з пористого середовища, подано в [4, 5]. Досліджувалася форма крапель одразу після розприскування на пористу поверхню, а також весь час до їх повного випаровування. Наводиться процедура досліджень, вигляд обладнання, на якому здійснювалося дослідження. Автори показали динаміку зміни кількості рідини в пористому середовищі з часом.

Проте з погляду практичного застосування важливо порівняти кількість тепла, яка відводиться завдяки конвекції і завдяки випаровуванню. Побудова математичної моделі дає змогу виконувати числові експерименти без затрат на обладнання, яке необхідне для експериментів на практиці. Врахування залежності потоку випаровування від температури, а відповідно й від часу, дає можливість дослідити втрати тепла у нестационарних процесах теплообміну.

Мета дослідження

Метою дослідження є побудова математичної моделі нестационарного процесу тепло-масообміну, який відбувається в нагрітій пластині, з поверхні якої тепло розсіюється у результаті конвективного теплообміну та масообміну під час випаровування; оцінка кількості тепла, яке відводиться з поверхні плоскої пластини конвекцією та випаровуванням.

Опис задачі

Розглядається нескінченна пластина, товщина якої D (рис.1). На поверхні цієї пластини є тонкий шар рідини, товщина якого набагато менша за товщину пластини. Поверхня рідини зазнає впливу навколишнього середовища з нормальним атмосферним тиском $P_{\text{атм}}$ та температурою T_{∞} . У початковий момент часу і тверде тіло (пластина), і рідина мають однакову початкову температуру T_b . Знизу пластина нагрівається потоком тепла, який спрямований по нормалі до поверхні пластини і має величину q_0 .

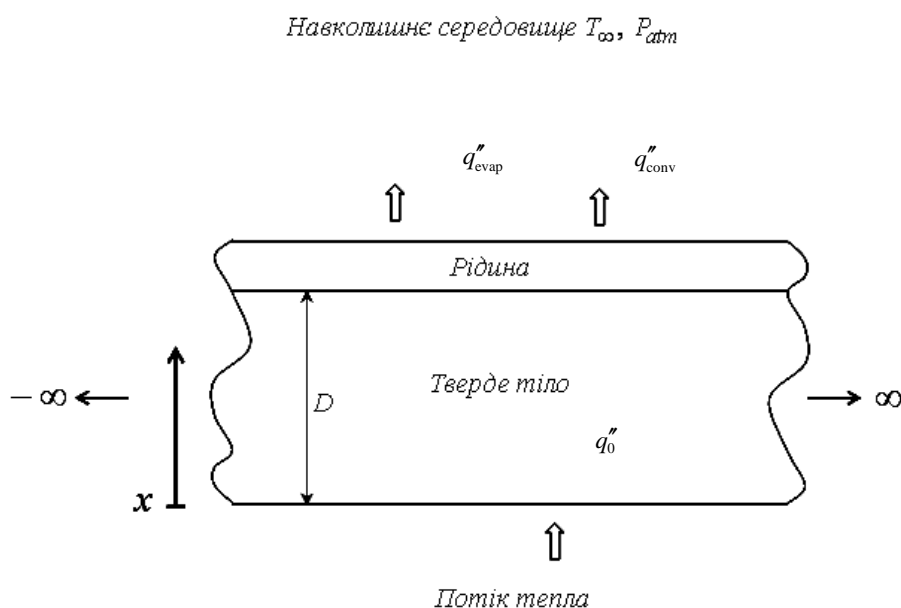


Рис. 1. Нескінченна пластина з шаром рідини на поверхні

Фізико-математична модель

Під час побудови фізико-математичної моделі описаної вище задачі зроблено припущення, що:

- Теплообмін відбувається лише вздовж осі x .
- Теплофізичні властивості пластини є сталими.
- Температура рідини і температура пластини в точці $x = 0$ однакові.
- Пара рідини поводитья як ідеальний газ.
- Вплив теплового випромінювання з поверхні пластини є незначним.
- Застосовна аналогія між теплообміном і масообміном.

Враховуючи ці припущення, процес теплопровідності в пластині описується системою диференціальних рівнянь:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2}, \quad (1)$$

де $T_s = T_s(x, t)$ – температура пластини в точці з координатою x , у момент часу t ; a_s

($a_s = \frac{k_s}{c_s \cdot r_s}$) – коефіцієнт температуропровідності твердого тіла $\left[\frac{M^2}{C} \right]$; k_s, c_s, r_s – коефіцієнт

теплопровідності $\left[\frac{Bm}{M \cdot K} \right]$, питома теплоємність $\left[\frac{Дж}{кг \cdot K} \right]$ і густина $\left[\frac{кг}{M^3} \right]$ відповідно.

Граничні умови:

$$k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=0} = -q_0, \quad (2)$$

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=D} = q''_{evap} + q''_{conv}, \quad (3)$$

де q''_{evap} – потік тепла, який відводиться від поверхні за рахунок випаровування $\left[\frac{Bm}{M^2} \right]$; q''_{conv} – потік

тепла, який відводиться від поверхні за рахунок конвекції $\left[\frac{Bm}{M^2} \right]$; q''_0 – величина потоку тепла, який

нагріває тіло $\left[\frac{Bm}{M^2} \right]$.

Початкові умови:

$$T_s(x, t = 0) = T_b. \quad (4)$$

Згідно із законом Ньютона

$$q''_{conv} = h(T_s - T_\infty), \quad (5)$$

де h – коефіцієнт конвективного теплообміну з навколишнім середовищем $\left[\frac{Bm}{M^2 \cdot K} \right]$.

Потік тепла, який відводиться випаровуванням, обчислюється [6]

$$q''_{evap} = h_{fg} r''_{fg}, \quad (6)$$

де r''_{fg} – потік випаровування рідини $\left[\frac{кг}{M^2 \cdot C} \right]$; h_{fg} – питома теплота випаровування рідини $\left[\frac{Дж}{кг} \right]$.

Відповідно до закону Фіка r''_{fg} можна знайти за формулою [6]

$$r''_{fg} = h_m \frac{M_A}{R} \left(\frac{P_{A,sat}(T_s(D, t))}{T_s(D, t)} - \frac{P_{A,\infty}}{T_\infty} \right), \quad (7)$$

де h_m – коефіцієнт масообміну між рідиною і навколишнім середовищем (повітрям) $\left[\frac{M}{c}\right]$; M_A – молярна маса рідини $\left[\frac{K\mathcal{Z}}{MOLb}\right]$; R – універсальна газова стала; $p_{A,sat}(T_s(D,t))$, $p_{A,\infty}$ – тиск насиченої пари рідини біля поверхні поділу рідина – газ при температурі T_s і тиск насиченої пари рідини у навколишньому середовищі при температурі T_∞ [Па].

Підставивши (7) в (6), отримаємо

$$q''_{evap} = h_{fg} h_m \frac{M_A}{R} \left(\frac{p_{A,sat}(T_s(D,t))}{T_s(D,t)} - \frac{p_{A,\infty}}{T_\infty} \right). \quad (8)$$

Загалом для визначення коефіцієнта конвективного теплообміну h , який входить у закон Ньютона, і для знаходження коефіцієнта конвективного масообміну необхідно розв'язувати задачу тепломасообміну в пограничному шарі, яка сама по собі є доволі складною. Однак, враховуючи аналогію між тепло- і масообміном, справедливим є співвідношення між цими коефіцієнтами [6]:

$$\frac{h}{h_m} = r_a c_a Le^{\frac{2}{3}}, \quad (9)$$

де r_a – густина повітря, c_a – питома теплоємність повітря за сталого тиску; $Le = \frac{a_a}{D_{AB}}$ – число

Льюїса; a_a – коефіцієнт температуропровідності повітря; D_{AB} – коефіцієнт дифузії для двокомпонентної суміші.

Якщо підставити (5) та (8) в (2) з урахуванням (9), гранична умова (2) набуває вигляду

$$k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = h_{fg} h \frac{M_A}{R r_a c_a} Le^{\frac{2}{3}} \left(\frac{p_{A,sat}(T_s(D,t))}{T_s(D,t)} - \frac{p_{A,\infty}}{T_\infty} \right) + h(T_s(D,t) - T_\infty). \quad (10)$$

Рівняння (10) містить доданок $\frac{p_{A,sat}(T_s(D,t))}{T_s(D,t)}$, тому воно є нелінійним, а отже, нелінійною є

й вся модель. Апроксимуємо $\frac{p_{A,sat}(T_s(D,t))}{T_s(D,t)}$ лінійною функцією вигляду $C_1 T_s + C_2$, що дасть

змогу перетворити задачу (1), (3), (4), (10) на лінійну. Коефіцієнти C_1 і C_2 знаходять методом найменших квадратів.

Запис граничної умови (2) у вигляді (10) дає змогу порівняти потоки тепла, які відводяться завдяки випаровуванню та конвекції, в довільний момент часу без точного знаходження h_m та h . Загальну кількість тепла, яка відведена з одиниці площі за деякий період часу випаровуванням та конвекцією, знаходять за формулами

$$Q_{evap} = \int_{t_1}^{t_2} q''_{evap} \, dt \quad \text{та} \quad Q_{conv} = \int_{t_1}^{t_2} q''_{conv} \, dt. \quad (11)$$

Аналітичний розв'язок

Перетворення нелінійної задачі на лінійну дає змогу знайти її аналітичний розв'язок, який використано для оцінки точності числового методу.

Після виконання описаних вище перетворень задача (1)–(4) набуває вигляду:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2}, \quad (12)$$

Граничні умови:

$$k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=0} = -q_0, \quad (13)$$

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=D} = K_1 T_s + K_2, \quad (14)$$

де $K_1 = (A+1)h$, $K_2 = (B-T_\infty)h$. Константи A та B , своєю чергою, знаходять зі співвідношень: $A = h_{fg} \frac{M_A}{Rr_a c_a} Le^{-\frac{2}{3}} C_1$, $B = h_{fg} \frac{M_A}{Rr_a c_a} Le^{-\frac{2}{3}} \left(C_2 - \frac{P_{A,\infty}}{T_\infty} \right)$.

Початкові умови:

$$T_s(x, t=0) = T_b. \quad (15)$$

Розв'язок задачі (12)–(15) визначають методом розділення змінних.

Зведемо (13) та (14) до вигляду:

$$\frac{\partial T_s}{\partial x} = \tilde{K}_3, \quad (16)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial x} + \tilde{K}_1 T_s = \tilde{K}_2, \quad (17)$$

де $\tilde{K}_1 = \frac{K_1}{k_s}$, $\tilde{K}_2 = -\frac{K_2}{k_s}$, $\tilde{K}_3 = -\frac{q_0}{k_s}$.

Оскільки граничні умови в перетвореній задачі (12), (15)–(17) неоднорідні, то необхідно їх звести до однорідних.

Для цього $T_s(x, t)$ подамо у вигляді $T_s(x, t) = u(x, t) + w(x, t)$, причому функція $u(x, t)$ повинна задовольняти систему рівнянь (12), (15)–(17), а $w(x, t)$ повинна задовольняти рівняння (12), (15) однорідні граничні умови.

Функцію $u(x, t)$ шукають у вигляді $u(x, t) = p(t) + x \cdot q(t)$. $p(t)$ та $q(t)$ визначають із такої системи рівнянь:

$$\begin{cases} u'(0, t) = \tilde{K}_3 \\ u'(D, t) + \tilde{K}_1 u(D, t) = \tilde{K}_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} q(t) = \tilde{K}_3 \\ q(t) + \tilde{K}_1(p(t) + Dq(t)) = \tilde{K}_2 \end{cases} \quad (18)$$

Звідси

$$q(t) = \tilde{K}_3 \quad (19)$$

$$p(t) = \frac{\tilde{K}_2 - \tilde{K}_3 - D\tilde{K}_1\tilde{K}_3}{\tilde{K}_1} \quad (20)$$

Ураховуючи (19) та (20) задача (12), (15), (16), (17) набуває вигляду:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = a \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (21)$$

$$w(x, 0) = T_b - \frac{\tilde{K}_2 - \tilde{K}_3(1 + D\tilde{K}_1)}{\tilde{K}_1} - x\tilde{K}_3, \quad (22)$$

$$\frac{\partial w}{\partial x}(0, t) = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial w}{\partial x}(D, t) + \tilde{K}_1 w(D, t) = 0 \quad (24)$$

Припускається, що $w(x, t)$ можна подати у вигляді $w(x, t) = X(x)t(t)$. Підставивши $w(x, t)$ у (21), отримуємо:

$$t'X = atX'' \Rightarrow \frac{t'}{at} = \frac{X''}{X} = -I, \quad (25)$$

Із цього співвідношення отримуємо систему:

$$\begin{cases} t' + Iat = 0 \\ X'' + IX = 0 \end{cases} \quad (26)$$

Функцію $X(x)$ знаходять із рівняння (27) і при $I > 0$

$$X(x) = C_{x1} \cos \sqrt{I}x + C_{x2} \sin \sqrt{I}x, \quad (28)$$

тоді

$$X'(x) = -C_{x1} \sqrt{I} \sin \sqrt{I}x + C_{x2} \sqrt{I} \cos \sqrt{I}x. \quad (29)$$

Підставивши $w(x, t)$ у граничні умови (23) і (24), одержимо:

$$\begin{cases} X'(0)t(t) = 0, \\ (X'(D) + \tilde{K}_1 X(D))t(t) = 0. \end{cases} \quad (30)$$

Оскільки $t(t)$ не дорівнює 0, то з системи (30), (31) отримуємо систему:

$$\begin{cases} X'(0) = 0, \\ X'(D) + \tilde{K}_1 X(D) = 0. \end{cases} \quad (32)$$

Підставивши вирази (28) та (29) у систему (32), (33), матимемо таку систему для визначення невідомих коефіцієнтів C_{x1} та C_{x2} :

$$\begin{cases} -C_{x1} \sqrt{I} \sin(\sqrt{I}0) + C_{x2} \sqrt{I} \cos(\sqrt{I}0) = 0, \\ -C_{x1} \sqrt{I} \sin \sqrt{I}D + C_{x2} \sqrt{I} \cos \sqrt{I}D + \tilde{K}_1 C_{x1} \cos \sqrt{I}D + \tilde{K}_1 C_{x2} \sin \sqrt{I}D = 0. \end{cases} \quad (34)$$

Із рівняння (34) отримуємо, що $C_{x2} = 0$. Тоді рівняння (35) набуває такого вигляду:

$$-C_{x1} \sqrt{I} \sin \sqrt{I}D + \tilde{K}_1 C_{x1} \cos \sqrt{I}D = 0. \quad (36)$$

Із цього рівняння випливає, що I задовольняє рівняння:

$$\frac{\sqrt{I}}{\tilde{K}_1} = \operatorname{ctg} \sqrt{I}D. \quad (37)$$

Позначимо $\sqrt{I}D \equiv m \Rightarrow I = \frac{m^2}{D^2}$.

Нехай $\{m_n\}$: $\frac{m_n}{D\tilde{K}_1} = \operatorname{ctg} m_n$, тоді $X(x) = \cos \frac{m_n}{D}x$. Своєю чергою, $w(x, t)$ набуде вигляду:

$$w(x, t) = \cos \frac{m_n}{D}x \cdot t_n(t). \quad (38)$$

Підставивши вираз (38) у рівняння (21), запишемо:

$$t'_n \cos \frac{m_n}{D}x = at_n \left(-\left(\frac{m_n}{D}\right)^2 \cos \frac{m_n}{D}x \right). \quad (39)$$

Поділивши вираз (39) на $\cos \frac{m_n}{D}x$, одержимо диференціальне рівняння для знаходження t_n :

$$t'_n + \left(\frac{m_n}{D}\right)^2 at_n = 0. \quad (40)$$

Розв'язавши диференціальне рівняння (40), отримуємо вираз для t_n :

$$t_n = A_n \cdot e^{-a\left(\frac{m_n}{D}\right)^2 t} \quad (41)$$

Підставивши (41) у вираз (38), можна записати:

$$w(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot e^{-a\left(\frac{m_n}{D}\right)^2 t} \cdot \cos \frac{m_n}{D} x. \quad (42)$$

Для знаходження невідомих коефіцієнтів A_n вираз для $w(x, t)$ підставляється у початкову умову (22)

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \cos \frac{m_n}{D} x = T_b - \frac{\tilde{K}_2 - \tilde{K}_3(1 + D\tilde{K}_1)}{\tilde{K}_1} - x\tilde{K}_3. \quad (43)$$

Оскільки функції $\cos \frac{m_n}{D} x$ ортогональні на проміжку $[0, D]$, то помножимо обидві частини рівності (43) на $\cos \frac{m_n}{D} x$ та проінтегруємо в межах $[0, D]$. Внаслідок ортогональності функцій:

$$\int_0^D A_n \cdot \cos \frac{m_n}{D} x \cdot \cos \frac{m_n}{D} dx = \int_0^D \left(T_b - \frac{\tilde{K}_2 - \tilde{K}_3(1 + D\tilde{K}_1)}{\tilde{K}_1} - x\tilde{K}_3 \right) \cos \frac{m_n}{D} dx. \quad (44)$$

Із рівняння (44) отримуємо:

$$A_n = \frac{I_{1n}}{I_{2n}}, \quad (45)$$

де

$$I_{1n} = \int_0^D \left(T_b - \frac{\tilde{K}_2 - \tilde{K}_3(1 + D\tilde{K}_1)}{\tilde{K}_1} - x\tilde{K}_3 \right) \cos \frac{m_n}{D} dx, \quad (46)$$

$$I_{2n} = \int_0^D \cos^2 \frac{m_n}{D} x dx. \quad (47)$$

Проінтегрувавши вирази (46) та (47), одержимо:

$$I_{1n} = \left(\tilde{R} \frac{D}{m_n} - \tilde{K}_3 \frac{D^2}{m_n} \right) \text{Sin} m_n + \tilde{K}_3 \frac{D^2}{m_n^2} (1 - \text{Cos} m_n), \quad (48)$$

$$I_{2n} = \frac{D}{2} + \frac{D}{4m_n} \text{Sin} 2m_n, \quad (49)$$

де

$$\tilde{R} = T_b - \frac{\tilde{K}_2 - \tilde{K}_3(1 + D\tilde{K}_1)}{\tilde{K}_1}. \quad (50)$$

Підставивши співвідношення (19), (20), (42) у вираз для $T_s(x, t)$, матимемо:

$$T(x, t) = \tilde{K}_3 \cdot x + \left(\frac{\tilde{K}_2 - \tilde{K}_3(1 + D\tilde{K}_1)}{\tilde{K}_1} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot e^{-a\left(\frac{m_n}{D}\right)^2 t} \cdot \text{Cos} \frac{m_n}{D} x. \quad (51)$$

Для знаходження $Q_{evap} = \int_{t_1}^{t_2} q''_{evap}$ та $Q_{conv} = \int_{t_1}^{t_2} q''_{conv}$ використано числове інтегрування з використанням квадратурної формули середніх прямокутників.

Отримані результати

Для обчислення значень аналітичного розв'язку у визначеній точці у заданий момент часу розроблено програмне забезпечення мовою Visual C++.

Під час числових експериментів використовувались значення:

$$T_b = 293 \text{ }^0K, T_\infty = 293 \text{ }^0K, q_0 = 91000 \left[\frac{Вт}{м^2} \right] [8], D = 0,01 м.$$

Матеріал твердого тіла – мідь:

$$k_s = 401 \left[\frac{Вт}{м \cdot K} \right], c_s = 8933 \left[\frac{Дж}{кг \cdot K} \right], r_s = 385 \left[\frac{кг}{м^3} \right].$$

Рідина – етиловий спирт [9]:

$$h_{fg} = 837000 \left[\frac{Дж}{кг} \right], M_A = 0,04607 \left[\frac{кг}{моль} \right], p_{A,\infty} = 0.$$

Газ – повітря:

$$r_a = 1,1614 \left[\frac{кг}{м^3} \right], c_a = 1007 \left[\frac{Дж}{кг \cdot K} \right], a_a = 2,25 \cdot 10^{-5} \left[\frac{м^2}{с} \right], D_{AB} = 1,02 \cdot 10^{-5} \left[\frac{м^2}{с} \right] [10].$$

Для апроксимації функції $\frac{p_{A,sat}(T_s(D,t))}{T_s(D,t)}$ лінійною застосовано метод найменших квадратів.

Під час апроксимування використано вузли і значення [11], вказані у табл. 1.

Таблиця 1

Значення тиску насичення етилового спирту та апроксимованої функції для різних температур

$T_f, \text{ }^0K$	273	283	293	303	313	323	333	343	353	363	373
$P_{sat}(T_f), \text{ Па}$	1588,7	3137,7	5870,5	10469,6	17892,7	29436,2	46800,7	72154,5	108193,9	158196,1	226065,2
$\frac{p_{A,sat}(T_s(D,t))}{T_s(D,t)}$	5,8194	11,087	20,035	34,5531	57,1651	91,1337	140,542	210,363	306,4983	435,8019	606,0729

У результаті функцію $\frac{p_{A,sat}(T_s(D,t))}{T_s(D,t)}$ наближено лінійною функцією $C_1 T_s + C_2$, де

$$C_1 = 5,449555 \text{ та } C_2 = -1585,7451024.$$

Для обчислення значень температури задано рівномірну сітку розбиття розмірністю 60 (за часом) \times 100 (за просторовою координатою) комірок.

З метою порівняння впливу випаровування та конвекції на процес тепловідведення було поставлено модельні експерименти для різних коефіцієнтів конвективного теплообміну, які відповідають різним режимам конвекції.

Відомо [6], що для природної конвекції коефіцієнт $2 < h < 25$, а для вимушеної конвекції $25 < h < 250$. Тому порівняння впливів здійснено для значень $h = 15$ та $h = 150$.

На рис. 2 зображено зміну з часом $Q_{evap}(t) = \int_0^t q''_{evap}$ та $Q_{conv}(t) = \int_0^t q''_{conv}$, якщо $h = 15$.

Числовий експеримент показав, що при теплообміні із використанням ефекту випаровування за час $t = 60 \text{ с}$ кількість теплоти, відведена завдяки явищу конвекції, $Q_{conv}(60) = 63504,19 \text{ Дж}$ у 13,12 рази менша від кількості теплоти, відведеної за рахунок випаровування, $Q_{evap}(60) = 833399,47 \text{ Дж}$.

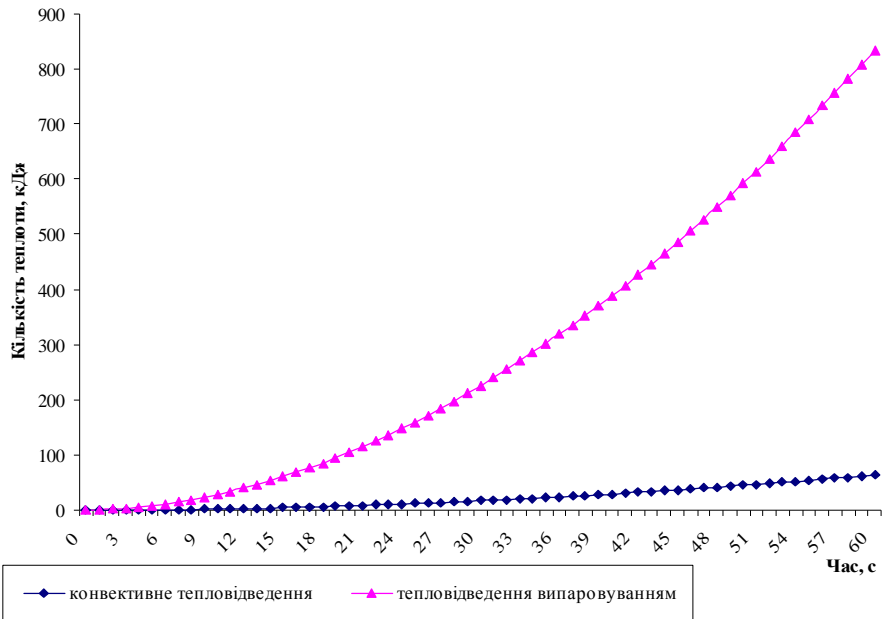


Рис. 2. Динаміка тепловідведення за рахунок конвекції та випаровування, якщо $h=15$

Схожі результати отримано для значення коефіцієнта конвективного теплообміну $h = 150$. За аналогічний період часу кількість теплоти, відведена завдяки конвекції, $Q_{conv}(60) = 275808,23$ Дж, у 13,61 раза менша від кількості теплоти, яка відведена завдяки випаровуванню, $Q_{evap}(60) = 3752517,45$. Максимальна температура в пластині в момент часу $t = 60$ с $T = 336,25$ К. Якщо ж тепловідведення відбувається лише за рахунок конвекції, то максимальна температура в момент часу $t = 60$ с $T = 433,84$ К.

Зміна з часом $Q_{evap}(t) = \int_0^t q''_{evap}$ та $Q_{conv}(t) = \int_0^t q''_{conv}$ при $h = 150$ подана на рис. 3.

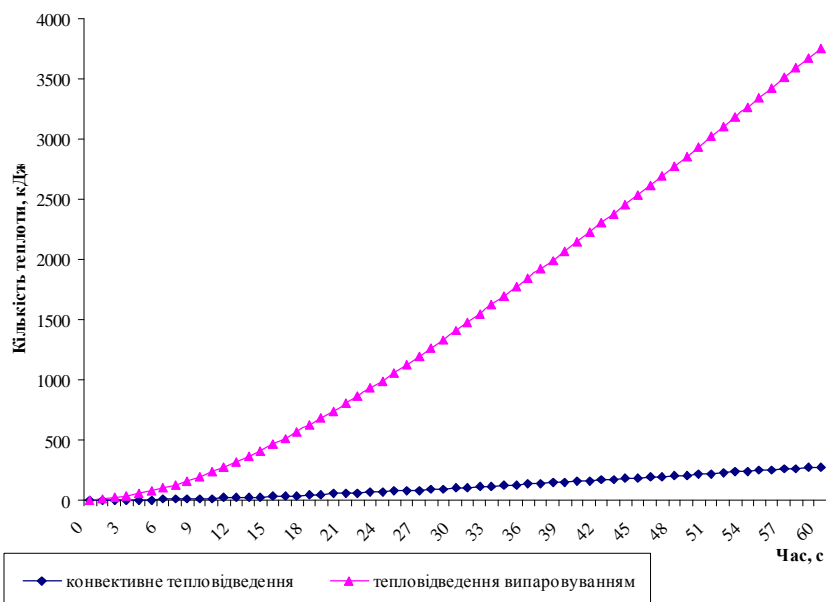


Рис. 3. Динаміка тепловідведення за рахунок конвекції та випаровування, якщо $h = 150$

Висновки

Побудована модель процесу теплообміну з урахуванням випаровування у плоскій пластині, яка дає можливість оцінити вплив випаровування та конвекції на процес тепловідведення без конкретного коефіцієнта конвективного теплообміну.

1. Song C.H., Lee D.-Y., Ro S.T. Cooling enhancement in an air-cooled finned heat exchanger by thin water film evaporation, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (2003). – P. 1241–1249. 2. Silk E.A., Kim J., Kiger K. Spray cooling of enhanced surfaces: Impact of structured surface geometry and spray axis inclination, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 49 (2006). – P. 4910–4920. 3. Crafton E.F., Black W.Z. Heat transfer and evaporation rates of small liquid droplets on heated horizontal surfaces. *Int. J. Heat and Mass Transfer* 47 (2004). – P. 1187–1200. 4. Reis Jr. N.C., Griffiths R.F., Mantle M.D., Gladden L.F. Investigation of the evaporation of embedded liquid droplets from porous surfaces using magnetic resonance imaging, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (2003) pp. 1279–1292. 5. Reis Jr. N.C., Griffiths R.F., Mantle M.D., Gladden L.F., Santos J.M., MRI investigation of the evaporation of embedded liquid droplets from porous surfaces under different drying regimes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 49 (2006) pp. 951–961. 6. Incropera F.P., DeWitt D.P., Bergman T.L., Lavine A.S. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 6th ed., John Wiley & Sons, New York 2007. – P. 8,382,A1,A4. 7. Самарский А.А. Введение в численные методы. – М.: Наука, 1978. – С. 236–238. 8. <http://download.intel.com/design/processor/datashts/323252.pdf> 9. <http://www.matweb.com/search/DataSheet.aspx?MatGUID=672641fab584f8e85bc873b5817c68b> 10. <http://www.homedistiller.org/calc.htm> 11. <http://www.envmodels.com/freetools.php?menu=pression&action=send&lang=en>

УДК 004.93'14

Р.А. Мельник, Ю. Каличак

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра програмного забезпечення

ПОШУК ОБРАЗІВ

ЗА РОЗПОДІЛЕНИМИ ОЗНАКАМИ ОБ'ЄМІВ ІНТЕНСИВНОСТІ

© Мельник Р.А., Каличак Ю., 2010

Розглянуто застосування методу отримання розподілених ознак графічних образів за допомогою сканування, що проникає до розв'язання задачі індексації та пошуку зображень. Запропоновано коефіцієнти структуризації інтенсивності, інтегральні та розподілені структурні властивості. Продемонстровано експериментальні результати виконання пошуку із застосуванням методу.

Ключові слова: візуальний образ, зображення, інтенсивність, об'єм інтенсивності, пошук.

The “X-ray” algorithm for indexing and searching of visual patterns is considered. Distributed features of intensity of segments are formed. The last are taken as pattern keys for searching them in databases. Some experimental results of using selected algorithm for searching are presented.

Keywords: visual pattern, image, intensity, intensity volume, search.

Вступ

Задачі розпізнавання образів потребують значних часових затрат через свою розмірність та складність описів образів. У разі застосування ключів образів, котрі мають менше ознак, важливе значення має якість самих ключів щодо характеристики відповідних їм образів та з використанням