

СПРЯЖЕНИЙ ТЕПЛООБМІН ВЕРТИКАЛЬНИХ ПОВЕРХОНЬ З ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНИМ НЕПЕРЕРВНИМ ОРЕБРЕННЯМ В УМОВАХ ПРИРОДНОЇ КОНВЕКЦІЇ

В. Г. Горобець, доктор технічних наук

Розроблено методику розрахунку спряженого теплообміну вертикального плоскопаралельного оребріння за умов вільної конвекції. Проведено розрахунок та визначено основні інтегральні та локальні характеристики досліджуваної поверхні. Проведено зіставлення з відомими експериментальними даними та результатами розрахунку за спрощеними моделями теплопереносу.

Вертикальна поверхня з плоскопаралельним оребрінням, вільна конвекція, теплообмін, тепловий потік, температурний розподіл, ефективність ребра.

В експериментальних дослідженнях та працях, присвячених чисельному моделюванню процесів теплопереносу для вертикальних поверхонь з ребрами в умовах вільної конвекції, зазвичай виходять із передумови, що зміна температурного напору або щільності теплового потоку на обтічній поверхні не впливають на умови теплообміну і для розрахунку можна використовувати усереднені по поверхні коефіцієнти тепловіддачі. Разом з тим, для реальних умов теплообміну таких систем ці величини можуть змінюватися по поверхні ребер і залежать від теплофізичних властивостей матеріалу, з якого виготовлена оребрена поверхня, властивостей зовнішнього теплоносія, геометрії оребріння, величини температурного напору та інших факторів. У розрахунках зазвичай використовують залежності, отримані експериментальним або розрахунковим шляхом для усереднених коефіцієнтів тепловіддачі, які не враховують впливу цих факторів. Щоб оцінити вплив зазначених чинників на локальні умови теплообміну і сумарний відведений тепловий потік, необхідно розв'язувати задачу теплопереносу в спряженій постановці, а детальні дослідження проводити для поверхонь, виготовлених з різних матеріалів. Слід зазначити, що розв'язок спряженої задачі дозволяє не тільки отримати дані про локальні і інтегральні характеристики досліджуваних об'єктів, а й оцінити похибки, що допускаються при використанні спрощених методик розрахунку, а також провести оптимізацію оребраних поверхонь, що дозволяє зменшити габаритні та вагові показники оребраних теплообмінників.

Оребрені поверхні знайшли широке застосування при розробці теплообмінного обладнання, зокрема повітропідігрівачів і теплових акумуляторів, використовуваних для обігріву житлових будинків і

службових приміщень, теплообмінних пристроїв для охолодження електронного обладнання, економайзерів, котлів, утилізаторів теплоти відхідних газів та іншого теплообмінного устаткування.

Мета досліджень – розробка методики розв'язку спряжених задач теплообміну при односторонньому обтіканні вертикальних поверхонь із плоскопаралельним оребренням за умов вільної конвекції; розрахунок та отримання основних теплових характеристик таких об'єктів; зіставлення з відомими експериментальними даними та результатами розрахунків за спрощеними методиками.

Матеріали та методика досліджень. Розглянемо вертикальну поверхню з безперервним оребренням, коли теплообмін відбувається шляхом вільної конвекції. При моделюванні процесів переносу в системі з великою кількістю плоских ребер (рис. 1), розташованих на вертикальній основі, можна дослідити умови течії та теплообміну між двома паралельними вертикальними пластинами. Вважаємо, що поздовжні розміри ребер істотно більше їх висоти. $L \gg h$. Аналіз процесів гідродинаміки та теплопереносу показує, що вказану систему можна розбити на три області (рис. 2). В області I на поверхні ребра формується межовий шар (МШ), причому, враховуючи вільний доступ зовнішнього теплоносія з торцевих ділянок, можна вважати, що він мало відрізняється від шару на окремій пластині.

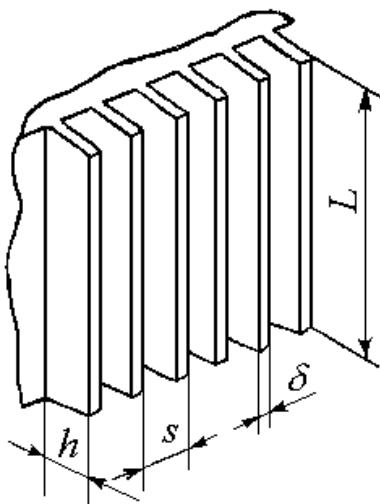


Рис 1. Поверхня з безперервним оребренням

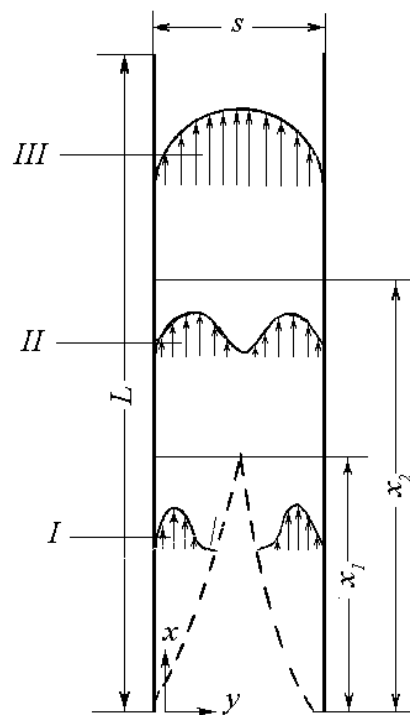


Рис. 2. Схема течії між ребрами:
I – область формування межового шару; II – перехідна течія;
III – область розвинутої течії

В області II відбувається змикання МШ на сусідніх ребрах і має місце перехідний режим течії, а в області III спостерігається розвинена вільноконвективна течія. Отже, розробивши відповідні математичні моделі теплообміну в трьох областях, що відрізняються гідродинамічною структурою течії, і виконавши умови безперервності теплових характеристик на границях переходу від однієї області до іншої, можна побудувати модель теплообміну для всієї системи в цілому.

В області I застосовані методи розрахунку МШ, які викладені в [2]. Скористаємося підходом, розробленим в [11], згідно з яким при ламінарному режимі течії справедливе співвідношення

$$Nu_x = Nu_x^* \left[\frac{\int_0^x \Delta T(x')^{5/3} dx'}{x \Delta T^{5/3}} \right]^{-1/4}, \quad (1)$$

де $Nu_x^* = \alpha^*(x)x/\lambda_g$, $Nu_x^*(x) = C_0 Ra_x^{1/4}$.

Локальний коефіцієнт тепловіддачі на ізотермічній поверхні $\alpha^*(x)$ або число Нуссельта $Nu^*(x) = \alpha^*(x)x/\lambda_g$, що входить до (1), знайдено в різних дослідженнях як експериментальним, так і розрахунковим шляхом [3]. Згідно з [3], вираз для коефіцієнта тепловіддачі $\alpha^*(x)$ може бути представлено у вигляді

$$\alpha^*(x) = c(\text{Pr})\lambda_g (Gr_x \text{Pr})^{1/4} / x, \quad (1a)$$

де $c(\text{Pr})$ – коефіцієнт, що залежить від числа Прандтля Pr , який з достатнім ступенем точності може бути апроксимувати виразом

$$c(\text{Pr}) = \frac{3}{4} \left(\frac{\text{Pr}}{2,435 + 4,884 \text{Pr}^{1/2} + 4,953 \text{Pr}} \right)^{1/4} \quad (1b)$$

Область перехідної течії (область II) за своїми гідродинамічними і тепловими характеристиками зберігає всі характерні ознаки МШ. Відмінність полягає в тому, що в області змикання МШ температура теплоносія, що входить до $\Delta T = T_s - T_{g\infty}$, відрізняється від $T_{g\infty}$. З огляду на те, що для довгих ребер область II займає незначну частину від всієї довжини ребра, з невеликою величиною похибки можна вважати, що в цій області справедливе співвідношення (1), проте замість $T_{g\infty}$ слід використовувати інше значення температури T_{gm} . Визначимо його. Для цього використовуємо інтегральний метод розв'язку рівнянь ламінарного МШ. Згідно з [3] розподіл швидкостей і температур в поперечному перерізі добре апроксимується виразами

$$U = \tilde{U}(x) \frac{y}{\delta} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^2; T_g - T_{g\infty} = (T_s(x) - T_{g\infty}) \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^2, \quad (2)$$

де y – поперечна координата (див. рис.2), а поздовжня складова швидкості $\tilde{U}(x)$ і товщина МШ $\delta(x)$ визначаються з розв'язку рівнянь МШ [3]. В результаті отримано

$$\tilde{U}(x) = 5,17\nu \left(\text{Pr} + \frac{20}{21} \right)^{-1/2} \left[\frac{g\beta(T_s - T_{g\infty})}{\nu^2} \right]^{1/2} x^{1/2}; \quad (3)$$

$$\delta(x) = 3,93 \text{Pr}^{-1/2} \left(\text{Pr} + \frac{20}{21} \right)^{1/4} \left[\frac{g\beta(T_s - T_{g\infty})}{\nu^2} \right]^{-1/4} x^{1/4}. \quad (4)$$

Температуру T_{gm} можна визначити як температуру на границі змикання МШ. Припускаючи в співвідношенні (2) $y = s/2$, знаходимо

$$T_{gm} = T_{g\infty} + (T_s(x) - T_{g\infty}) \left(1 - \frac{s}{2\delta} \right)^2, \quad (5)$$

де s – міжреберна відстань, а δ визначається з виразу (4).

На ділянці повністю розвиненої ламінарної течії (область III) розподіл швидкостей і температур у вертикальному, плоскому каналі наближено описується рівняннями [4, 12]:

$$\mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = -g\beta\rho(T_g - T_s) + \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (6)$$

$$\rho c_p U \frac{\partial T_g}{\partial x} = \lambda_g \frac{\partial^2 T_g}{\partial y^2}. \quad (7)$$

Рівняння (6), (7) зручно звести до безрозмірного вигляду:

$$\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial Y^2} + \frac{Gr_s R}{\text{Re}} \theta_g = \frac{\partial \bar{p}}{\partial X}; \quad (8)$$

$$\frac{\text{Pr Re}}{R^2} \bar{U} \frac{\partial \theta_g}{\partial X} + \frac{\partial^2 \theta_g}{\partial Y^2} = 0, \quad (9)$$

де $\theta_g = \frac{T_g - T_s}{T_s - T_{g\infty}}$; $\bar{U} = \frac{U}{U_{cp}}$; $Y = \frac{2y}{s}$; $X = \frac{x}{L}$; $R = \frac{2L}{s}$; $\bar{p} = p \frac{(s/2)^2}{U_{cp} \mu L}$; $\text{Re} = \frac{U_{cp} L}{\nu}$ –

число Рейнольдса; $Gr_s = g\beta(T_s - T_{g\infty}) \frac{(s/2)^3}{\nu^2}$ – число Грасгофа;

$U_{cp} = \frac{2}{s} \int_0^{s/2} U dy$ – середнє по перерізу значення швидкості.

У [4, 12] при розв'язку системи рівнянь (8), (9) для ізотермічних стінок каналу вважають, що градієнт температури по висоті каналу не

змінюється $\frac{\partial \theta_g}{\partial X} = A = \text{const}$, проте його величина може залежати від

координати X :

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial X} = A(X). \quad (10)$$

Процедура розв'язку системи рівнянь (8), (9) викладена, наприклад, у роботах [4,12], тому наведемо деякі результати розв'язку, які будуть використані надалі. Зокрема запишемо вирази для коефіцієнта тепловіддачі і середньомасової температури теплоносія:

$$\alpha_p = \frac{16\lambda_g}{s} k^2 \frac{M^2(k)}{F(k)}; \quad (11)$$

$$\bar{\theta}_g = \frac{\text{Re}}{RGr_s} k^2 \frac{F(k)}{M^2(k)}, \quad (12)$$

$$\text{де } \bar{\theta}_g = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \theta_g \bar{U} dY; \quad M(k) = \frac{1}{2k} \frac{\text{sh}2k - \sin 2k}{\cos 2k + \text{ch}2k};$$

$$F(k) = \frac{3 \sin 2k - \text{sh}2k}{k \cos 2k + \text{ch}2k} + \frac{2 \sin 2k \text{sh}2k}{(\cos 2k + \text{ch}2k)^2}, \quad k = \left(\frac{Gr_s \text{Pr} A}{4R} \right)^{1/4}.$$

Розглянемо теплоперенос в одиночному ребрі. У загальному випадку за відсутності внутрішніх джерел тепла він описується рівнянням

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (13)$$

Для тонких ребер температура по товщині ребра змінюється незначно і можна провести її осереднення за координатою y

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} + \frac{1}{\delta} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\delta/2} - \frac{1}{\delta} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\delta/2} = 0, \quad (14)$$

де $\bar{T} = \frac{1}{\delta} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} T dy$ – усереднена за перерізом температура ребра.

Враховуючи симетрію системи та умову рівності локальних теплових потоків на межі розділу ребро – теплоносій

$$-\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y} \Big|_{y=\delta/2} = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\delta/2} = q(x, z)$$

запишемо рівняння (14) в безрозмірній формі

$$\frac{\lambda \delta}{2h^2} \left[\left(\frac{h}{L} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right] = q(X, Z) / (T_0 - T_{g\infty}), \quad (15)$$

де $\theta = \frac{\bar{T} - T_{g\infty}}{T_0 - T_{g\infty}}, \quad Z = \frac{z}{h}.$

Граничні умови для одиночного ребра, якщо знехтувати тепловими втратами з торцевих поверхонь, записуються у вигляді:

$$\left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right|_{x=h} = 0, \quad \bar{T}(z=0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right|_{z=h} = 0 \quad (16)$$

або в безрозмірній формі:

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{X=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{X=1} = 0, \quad \theta(Z=0) = 1, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=1} = 0. \quad (17)$$

Використовуючи безрозмірні змінні, запишемо вирази для щільності відведеного теплового потоку $q(X, Z)$ на ділянках ребра з різними умовами

течії. Відповідно до (1) для області I маємо

$$q_1 = \alpha^*(X)(T_0 - T_{g\infty})\theta \left[\frac{1}{X\theta^{5/3}} \int_0^X \theta^{5/3}(X') dX' \right]^{-1/4}. \quad (18)$$

Для області II

$$q_2 = \alpha^*(X)(T_0 - T_{g\infty})(\theta - \theta_n) \left[\frac{1}{X(\theta - \theta_n)^{5/3}} \int_0^{X_1} \theta^{5/3}(X') dX' + \int_{X_1}^X (\theta - \theta_n)^{5/3}(X') dX' \right]^{-1/4}, \quad (19)$$

причому $\theta_n = \frac{T_n - T_{g\infty}}{T_0 - T_{g\infty}}$, відповідно до (4) і (5) визначається виразом

$$\theta_n = \theta \left[1 - 0,5c(\text{Pr})(Gr_L \text{Pr})^{1/4} / RX^{1/4} \right]^2. \quad (20)$$

На ділянці розвиненої течії (область III) маємо

$$q_3 = \alpha_p(T_0 - T_{g\infty})(\theta - \bar{\theta}_g), \quad (21)$$

де $\bar{\theta}_g = \frac{\bar{T}_g - T_{g\infty}}{T_0 - T_{g\infty}}$; $\bar{T}_g = \int_0^1 T_g \bar{U} dY$ – середньомасова температура теплоносія

у каналі між ребрами; $\bar{U} = U / U_{cp}$; U_{cp} – середня швидкість по ширині

каналу, а величини α_p і $\bar{\theta}_g$, що входять до (21), визначаються виразами (11), (12).

Перш ніж перейти до розробки чисельного алгоритму розв'язку рівняння (15), де в різних областях течії $q(X, Z)$ знаходиться відповідно до виразів (18)–(21), визначимо координату переходу від однієї області до іншої. Довжина області I визначається умовою змикання МШ, що формуються на сусідніх ребрах, яка має вигляд

$$\delta(X = X_1) = s/2, \quad (22)$$

де X_1 – координата початку області II. З урахуванням (4) умова (22) перетвориться до вигляду:

$$X_1 = \theta \left[\frac{c(\text{Pr})}{2R} \right]^4 \text{Pr} Gr_L. \quad (23)$$

Довжина області перехідного режиму течії від МШ до режиму розвинутої течії $\Delta X_2 = X_2 - X_1$ (X_2 – координата переходу до режиму розвинутої течії) займає невелику частину від загальної поверхні пластини. У розрахунках можна вважати, що $\Delta X_2 = n \frac{s}{L}$, де n – ціле число. Значення n , як правило, не перевищує $n \leq 5$, і, як показують результати розрахунків, його варіювання істотно не впливає на результати розв'язку задачі.

Для того, щоб завершити побудову математичної моделі, необхідно визначити параметр $A(X)$ на границі між перехідною і розвинутою течією, тобто його значення $A(X = X_2)$. Воно визначається з умови безперервності теплового потоку на поверхні ребра:

$$q_2(X = X_2) = q_3(X = X_2). \quad (24)$$

Оскільки $X_2 = X_1 + 2nR$, то, використовуючи співвідношення (19), (21), а також враховуючи вирази (11), (12), подамо рівність (24) у вигляді:

$$\frac{16k^2 M^2(k)}{F(k)} \left[\theta - \frac{\text{Re}}{R Gr_s} k^2 \frac{F(k)}{M^2(k)} \right] = W \left[1 - (1 - \theta^{1/4} W)^2 \right]^{1/4} \chi \theta^{5/4} (X = X_2) \quad (25)$$

де
$$W = \frac{c(\text{Pr})}{2R} (Gr_L \text{Pr})^{1/4} X_2^{-1/4}, \quad k = \left(\frac{Gr_s \text{Pr} A}{4R} \right)^{1/4},$$

$$\chi = \left[\frac{1}{X(\theta - \theta_n)^{5/3}} \left(\int_0^{X_1} \theta^{5/3} dX' + \int_{X_1}^X (\theta - \theta_n)^{5/3} dX' \right) \right]^{1/4} - \text{коефіцієнт неізотермічності. Число}$$

Рейнольдса Re , що входить до (25), визначається за значеннями U_{cp} у

перерізі $X = X_2$. Оскільки $U_{cp} = \frac{2}{s} \int_0^{s/2} U dy$, то, беручи до уваги (2),

знаходимо

$$U_{cp} = \tilde{U}(X = X_2) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{s}{2\delta} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{s}{2\delta} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{s}{2\delta} \right)^3 \right]_{X=X_2}, \quad (26)$$

де $\tilde{U}(X = X_2)$, $\delta(X = X_2)$ обчислюються за формулами (3), (4).

Таким чином, оскільки $A(X = X_2) = 4k^2 \frac{R}{Gr_s Pr}$, розв'язуючи трансцендентне рівняння (25) відносно $k = \left(\frac{Gr_s Pr A}{4R} \right)^{1/4}$, можна визначити параметр $A(X = X_2)$.

Поряд із локальними тепловими характеристиками, такими як температурні розподіли, локальні коефіцієнти тепловіддачі і відведені з поверхні теплові потоки, важливою інтегральною тепловою характеристикою ребра є його теплова ефективність, яка визначається виразом

$$\eta = \frac{\int_0^1 dX \int_0^1 dZ q(X, Z)}{(T_0 - T_{g\infty}) \int_0^1 dX \int_0^1 dZ \alpha(X, Z)}. \quad (27)$$

Чисельний алгоритм розв'язку розробленої математичної моделі вибирався, виходячи з того, що для ребер великої довжини $L \gg h$ зміна градієнта температур в ребрах по осі OX істотно менша, ніж у напрямку OZ . Тому, можна скористатися методикою чисельного рахунку, розробленою в роботі [5], згідно з якою розрахунок проводиться, використовуючи чисельну схему Рунге-Кутта по координаті OZ для поточного значення координати X з деяким кроком ΔX , починаючи від нижньої кромки ребра. Розрахунок ведеться позонно: в області I $q(X, Z)$ розраховується за формулою (18), в області II за формулою (19), причому координату переходу визначають відповідно до виразу (23). Перш ніж перейти до розрахунку в області III, спочатку чисельно розв'язується трансцендентне рівняння (25) і визначається величина параметра $A(X = X_2)$. Для області розвиненої течії тепловий потік $q(X, Z)$ знаходяться відповідно до виразу (21). При обчисленні величин

α_p і $\bar{\theta}_g$ в області III за формулами (11), (12) різницю температур $T - T_{g\infty}$, що входить до числа k , визначають за значеннями, обчисленими на попередньому кроці з корекцією параметра $A(X) = \frac{\partial \theta_g}{\partial X}$ на кожному кроці.

Для апробації побудованої математичної моделі проводилося порівняння середніх значень коефіцієнта тепловіддачі по поверхні ребра, розрахованого за вищевикладеною методикою, з відомими розрахунковими та експериментальними даними, отриманими в роботах [1,6,7,9,10] для ізотермічної поверхні. При цьому середнє значення коефіцієнта тепловіддачі обчислювалося за формулою

$$\alpha_{cp} = \frac{1}{L} \int_0^L q(X) dX / (T_0 - T_{g\infty}), \quad (28)$$

де локальні значення в областях із різним режимом течії визначалися за розробленою методикою розрахунку, а поточне значення температури поверхні ребра приймалося постійним і рівним T_0 . Результати порівняння показують, що максимальна похибка між значеннями $Nu_{cp}^* = \alpha_{cp}^* s / \lambda_g$, обчисленими за формулою (28), і знайденими в роботах [1,6,7,9,10] не перевищує 10–15 %.

Результати досліджень. Використовуючи розроблену математичну модель, проведено розрахунок спряженого теплообміну для ребрення, виготовленого із сталі з розмірами ребер $500 \times 50 \times 1$ мм. Результати розрахунків наведено на рис. 3–5. На рис. 3 показано залежність усередненого по поверхні числа Нуссельта Nu_s від числа $Ra_s s / L$, яка отримана при чисельному розрахунку, експериментальні дані роботи [8] і залежність, знайдена в [1]. Як впливає з рисунка, маємо непоганий збіг розрахункових та експериментальних даних. Максимальна похибка розрахунків не перевищує 10–17 %.

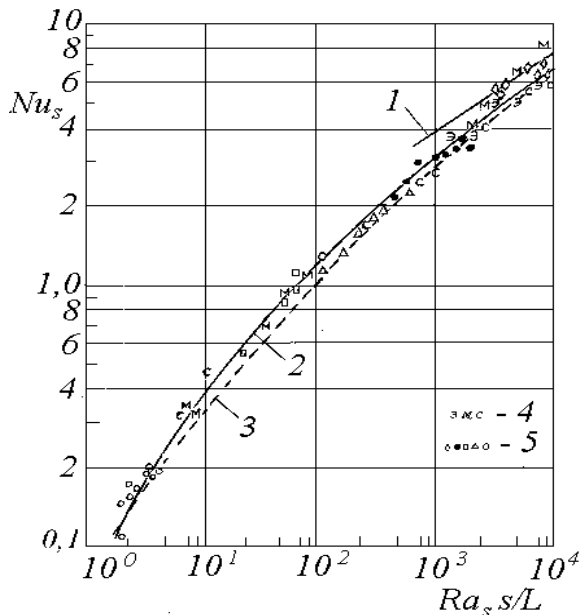


Рис. 3. Залежність числа Нуссельта $Nu_s = \alpha_{cp} s / \lambda_g$ від числа Рейнольдса $Ra_s s / L$:

- 1 – залежність, отримана в [1];
- 2 – усереднена крива за даними роботи [8];
- 3 – чисельний розрахунок; 4 – дані робіт [6], [7], [9]; 5 – дані роботи [8]

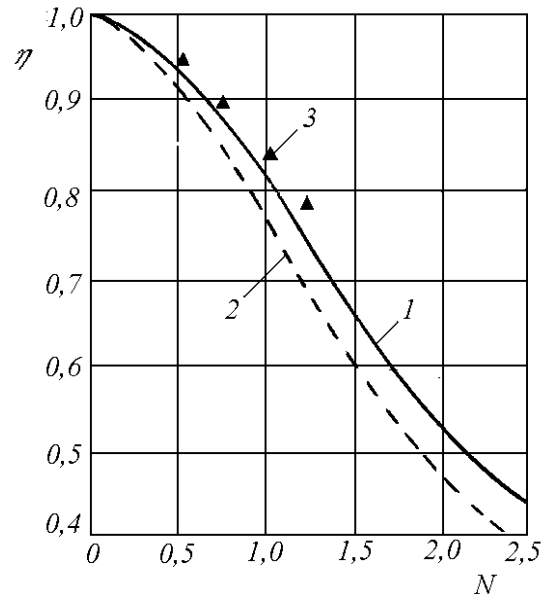


Рис. 4. Залежність теплової ефективності ребра η від параметра N :

- 1 – чисельний розрахунок; 2 – розрахунок за спрощеною методикою;
- 3 – експериментальні дані роботи [8]

На рис. 4 наведено залежність теплової ефективності ребра при різних значеннях характеристичного параметра $N = \left(\frac{2\alpha_{cp}}{\lambda\delta} \right)^{1/2} h$, де α_{cp} –

усереднений по поверхні ребра коефіцієнт тепловіддачі. Крім розрахункової залежності, на рис. 4 показано також залежність, отриману при розрахунку за спрощеною методикою, коли коефіцієнт тепловіддачі на всій поверхні ребра приймається постійним і рівним його середньому значенню для ізотермічного ребра. Там же наведено значення ефективності для сталевих ребер, знайдені експериментально в роботі [2]. Як впливає з порівняння, спрощена методика розрахунку призводить до заниження значень ефективності на 10–20 %.

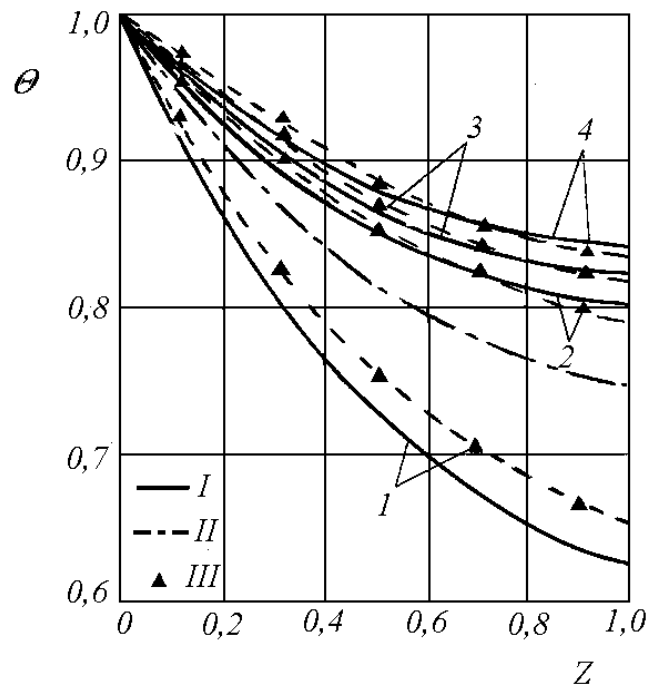


Рис. 5. Температурні розподіли по висоті ребра в різних перерізах:
 1 – $X = 0,01$; 2 – 0,25; 3 – 0,5; 4 – 0,75; I – чисельний розрахунок; II – розрахунок за спрощеною методикою; III – експериментальні дані роботи [8]

На рис. 5 наведено температурні розподіли по висоті ребра для різних перерізів, отримані чисельним шляхом. Крім розрахункової залежності, на рис. 5 показано також розрахункову залежність, отриману при використанні усередненого коефіцієнта тепловіддачі для ізотермічного ребра та експериментальні дані, знайдені в [2]. Як впливає з рис. 5, найбільше падіння температурного напору по висоті ребра спостерігається на початкових ділянках ребра, де локальні значення коефіцієнтів тепловіддачі максимальні. Для ділянок, розташованих у верхній частині вертикальної основи, температурний напір по висоті ребра змінюється незначно, тому використання ребер великої довжини L не ефективно і при конструюванні охолоджувальних пристроїв необхідно використовувати ребра невеликої довжини або розрізні ребра, на яких відбувається зрив МШ.

Для таких поверхонь коефіцієнти тепловіддачі, сумарні відведені теплові потоки та ефективність оребрення істотно вищі.

Висновки

1. Розроблено методику розрахунку спряженого теплообміну для вертикальних поверхонь з плоскопаралельним орєбренням за умов вільної конвекції.
2. Проведено чисельний розрахунок орєбраних поверхонь та отримано такі характеристики:
 - 1) залежність числа Нуссельта від числа Рейнольдса;
 - 2) залежність теплової ефективності ребер від характеристичного параметра ребра;
 - 3) температурні розподіли по висоті ребер;
3. Проведено зіставлення отриманих розрахункових результатів з відомими експериментальними даними та результатами розрахунків за спрощеними методиками. Отримано їх задовільний збіг.

Список літератури

1. Бодойя. Развитие естественной конвекции между нагретыми вертикальными пластинами / Бодойя, Остерл // Теплопередача. – 1962. – №1. – С.52–58.
2. Горобец В. Г. Теплообмен при обтекании неизотермических развитых поверхностей теплообмена / В.Г. Горобец. – К.: «ЦП «Компринт», 2011. – 353 с.
3. Джалурия Й. Естественная конвекция / Й. Джалурия. – М.: Мир, 1983. – 200 с.
4. Остроумов Г.А. Математическая теория установившейся теплопередачи в круглой вертикальной скважине при суперпозиции вынужденной и свободной ламинарной конвекции / Г.А. Остроумов // Журн. техн. физики. – 1950. – Т.20, вып.6. – С.750–757.
5. Спэрроу. Интенсификация теплоотдачи свободной конвекцией от вертикальных дискретных пластин / Спэрроу, Пракаш // Теплопередача. – 1980. – №2. – С.34–41.
6. Сотченко В.А. Свободно конвективный теплообмен вертикальных поверхностей с прямоугольными ребрами / В.А. Сотченко // В кн.: Исследование процессов тепло-массопереноса. – К.: Наук. думка, 1979. – С.53–58.
7. Старнер. Опытное исследование естественной конвекции на поверхности с прямоугольными ребрами / Старнер, Макманус // Теплопередача. – 1963. – №3. – С.103–109.
8. Трепутнев В.В. Экспериментальное исследование теплоотдачи вертикальных поверхностей с непрерывным орєбрением при естественной конвекции / В.В. Трепутнев, В.Г. Горобец // Пром. теплотехника. – 1998. – №6. – С.19–24.
9. Elenbaas W. Heat dissipation of parallel plates by free convection / W. Elenbaas // Phisica. – 1942. – V.9. – №1. – P.1–28.
10. Chaddock J.B. Free convection heat transfer from vertical rectangular fin arrays / J.B. Chaddock // ASHRAS Journal. – 1970. – V.7. – №8. – P. 40–47.
11. Raithby G.D. A general method of obtaining approximate solution to laminar and turbulent free convection problems / G.D. Raithby, K.G. Hollands // Advances in Heat Transfer. – 1975. – V.11. – Acad. Press. – New York. – P.265–315.
12. Tao L.N. On combine free and forced convection in channels / Tao L.N. // J. Heat Transfer. – 1960. – V.82. – №3. – P.233–238.

Разработана методика расчета сопряженного теплообмена вертикального плоскопараллельного оребрения в условиях свободной конвекции. Проведен расчет и определены основные интегральные и локальные характеристики исследуемой поверхности. Проведено сопоставление с известными экспериментальными данными и результатами расчета по упрощенным моделям теплопереноса.

Вертикальная поверхность с плоскопараллельным оребрением, свободная конвекция, теплообмен, тепловой поток, температурное распределение, эффективность ребра.

The technique of calculation of conjugate heat transfer for planar vertical finning under conditions of natural convection is developed. The calculation and principal integral and local characteristics of the surface are found. Comparison with known experimental data and the calculation results in a simplified model of heat transfer are made.

Vertical planar surface with fins, free convection, heat transfer, heat flow, temperature distribution, efficiency fin.

УДК 620.92

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ АККУМУЛЯТОРОВ ГЕЛИОУСТАНОВОК

Б.Х. Драганов, доктор технических наук

Изложен метод анализа теплообменных процессов в аккумуляторе и указаны пути их решения. Приведены основы оптимизации исследуемых процессов.

Математическое моделирование, краевые условия, преобразование Ханкеля и Лапласа, критерий Прандтля, функциональный оператор.

Энергетические системы с использованием солнечной энергии имеют много преимуществ: неисчерпаемость, бесплатность их использования, безопасность эксплуатации, минимальное воздействие на окружающую среду и достаточно высокая эстетичность.

Однако этим системам присущи и недостатки, среди которых, прежде всего, изменчивость во времени. Этот недостаток может быть снижен при использовании аккумуляторов энергии.

Надежные и эффективные системы аккумулирования энергии не только обеспечат стабильное энергоснабжение потребителей, но и повысят коэффициент использования энергии за счет накопления пиковой и низко потенциальной энергии, которая не может быть получена

© Б.Х. Драганов, 2014