УДК 536.24

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ ТЕПЛООБМІНУ ДЛЯ НЕІЗОТЕРМІЧНИХ ПОВЕРХОНЬ В УМОВАХ ЛАМІНАРНОЇ СТРУМИННОЇ ПРИСТІННОЇ ТЕЧІЇ

В. Г. Горобець, доктор технічних наук

e-mail: gorobetsv@ukr.net

Аннотація. *Розроблена методика розрахунку теплообмінних поверхонь з довільним розподілом температур при натіканні пристінного струменя в умовах ламінарного режиму течії. Методика базується на використанні інтегральних методів розрахунку пограничного шару для струминних пристінних течій. В результаті отримано загальні функціональні співвідношення між густиною відведеного з поверхні теплового потоку і температурними розподілами на поверхні обтікання та визначено чисельні значення параметрів, що входять в дане співвідношення.*

Ключові слова: ***пограничний шар, пристінна струминна течія, температурний розподіл, неізотермічна поверхня***

Пристінні течії мають широке застосування в енергетичних системах, які застосовуються в промисловості та агропромисловому комплексі. До таких систем відносяться, наприклад, конвективні сушарки, у яких відбувається сушіння продуктів сільськогосподарського виробництва шляхом натікання нагрітих струменів повітря на продукти сушіння. В інших випадках використовуються струминні потоки для обробки грунтових поверхонь з метою знезараження, для охолодження полімерних плівок, для сушіння тканин при їх фарбуванні, при створенні теплових завіс, тощо.

Існуючі методи розрахунку теплообміну для пристінних струминних течій базуються на використанні емпіричних залежностей, які не враховують такий фактор, як вплив на тепловіддачу неізотермічності поверхні обтікання в умовах ламінарного і турбулентного режимів течії. Вказаний фактор може суттєво впливати на кількісні та якісні закономірності теплопереносу для цих умов.

Мета досліджень – розробка методики розрахунку теплообміну на неізотермічній поверхні в умовах пристінної ламінарної струминної течії, використовуючи інтегральні методи розв'язку рівнянь переносу.

Матеріали та методика досліджень. Для струминних пристінних течій вихідні рівняння ламінарного пригграничного шару (ПШ), що описують течію в напівобмеженому струмені, що б'є з нескінченно вузької щілини паралельно поверхні твердого тіла, мають вигляд:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0, \qquad (1)$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}-U\frac{dU}{dx}-\nu_l\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}=0, \qquad (2)$$

$$u\frac{\partial T_g}{\partial x}+v\frac{\partial T_g}{\partial y}-a_g\frac{\partial^2 T_g}{\partial y^2}-\frac{\nu_l}{c_p}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2=0, \qquad (3)$$

де u, v – компоненти швидкості потоку в напрямку декартових координат x, y відповідно; U – швидкість зовнішнього потоку; T_g, a_g – відповідно температура і коефіцієнт температуропровідності зовнішнього теплоносія; ν_l, c_p – коефіцієнт кінематичної в'язкості і питома теплоємність зовнішнього теплоносія.

При спряженій постановці задачі рівняння (1)-(3) доповняються рівнянням переносу енергії в тілі, що обтікається

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}=0 \qquad (4)$$

і умовами спряження на границі розділу тіло - теплоносій

$$T_g\Big|_{s(x,y)}=T\Big|_{s(x,y)}, \quad \lambda_g\frac{\partial T_g}{\partial y}\Bigg|_{s(x,y)}=\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\Bigg|_{s(x,y)}, \qquad (5)$$

де T, λ - відповідно температура і коефіцієнт температуропровідності тіла, $s(x, y)$ – границя розділу тіло – теплоносій, а індекс g позначає зовнішній теплоносій.

Рівняння (1)-(3) задовольняють також асимптотичним умовам переходу течії у ПШ в нев'язку течію вдалині від тіла

$$u = v = 0 \quad \text{при} \quad y = 0; \quad u \to U(x), \quad T \to T_\infty \quad \text{при} \quad y \to \infty. \qquad (6)$$

Для тонких стінок при симетричному їх обтіканні в рівнянні (4) можна провести усереднення по товщині стінки і враховуючи умови

$\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{s(x,y)} = q_s, \lambda \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=-\delta_s/2} = 0$ звести його до вигляду

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} = \frac{q_s}{\lambda \delta_s}, \qquad (7)$$

де $s(x,y), \delta_s$ – профіль поверхні обтікання і товщина тіла, $\bar{T} = \frac{2}{\delta_s} \int\limits_0^{\delta_s/2} T dy$ – усереднена по товщині температура стінки.

Для струминних течій рівняння (1)-(3) доповнюється умовою збереження витрат рідини і кількості руху в різних перерізах ПШ [1]

$$\int\limits_0^\infty dy u^2 \psi = \frac{9}{20} \left(\int\limits_0^\infty dy u \right) \left(\int\limits_0^\infty dy u^2 \right) = E = const, \qquad (8)$$

де ψ - функція току, яка визначається співвідношеннями $v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$, $u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$.

Широке застосування в практиці розрахунків, враховуючи їх простоту, набули інтегральні рівняння переносу для ПШ, які можуть бути отримані після інтегрування рівнянь (1)-(3) в межах ПШ

$$\frac{d}{dx}(U^2 \delta^{**}) + U \frac{dU}{dx} \delta^* = \frac{\tau_s}{\rho}, \qquad (9)$$

$$\frac{d}{dx}(U t_s \delta_t^{**}) = \frac{q_s}{\rho c_p}, \qquad (10)$$

де $\delta^* = \int\limits_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$, $\delta^{**} = \int\limits_0^\infty \frac{u}{U}\left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$, $\delta_t^{**} = \int\limits_0^\infty \frac{u}{U} \frac{T_g - T_\infty}{T_s - T} dy$ – умовні товщини ПШ, $t_s = T_s - T_\infty$. – температурний напір на поверхні, τ_s. – напруга тертя на поверхні тіла.

Враховуючи лінійність рівняння теплового ПШ, до нього можна застосувати принцип суперпозиції (теорему Дюамеля). При цьому вираз для густини теплового потоку, який відводиться з поверхні при довільному розподілі температурного напору, можна представити у вигляді:

$$q_s = \alpha^* \left[\int_0^x f(x,\xi) \frac{dt_s}{d\xi} d\xi + \sum_1^{k=i} f(x,\xi_k) \Delta t_{sk} \right], \qquad (11)$$

де перша складова описує неперервні ділянки зміни температурного напору, а друга – скачки температур Δt_{sk} в точках $x = \xi_k$. Функція впливу необігрітої ділянки $f(x,\xi) = \alpha_\xi / \alpha^*$ характеризує вплив цієї ділянки на зміну коефіцієнта тепловіддачі α_ξ при скачку температурного напору на поверхні. Оскільки методи визначення ізотермічних коефіцієнтів тепловіддачі добре відомі, то співвідношення (11) може бути використано для розв’язку задач теплопереносу для поверхонь з довільним температурним напором.

Визначимо вигляд функції впливу $f(x,\xi)$ для простого випадку ламінарної безградієнтної течії і чисел Прандтля $\Pr \geq 1$ використовуючи інтегральні методи розрахунку рівнянь ПШ. Оскільки профілі швидкостей і температур в ПШ добре апроксимуються поліномами

$$\frac{u}{U_\infty} = \frac{3}{2}\left(\frac{y}{\delta}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{y}{\delta}\right)^3, \quad \theta_g = \frac{3}{2}\left(\frac{y}{\delta_t}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{y}{\delta_t}\right)^3, \qquad (12)$$

де δ, δ_t – товщини динамічного і теплового ПШ, то після обчислення інтегралів для умовних товщин ПШ рівняння (9), (10) можна записати у вигляді

$$\delta \frac{d\delta}{dx} = \frac{140}{13} \frac{\nu}{U_\infty}, \qquad (13)$$

$$\delta\varepsilon \frac{d}{dx}(\delta\varepsilon^2) = 10 \frac{a}{U_\infty}, \qquad (14)$$

де $\varepsilon = \delta_t / \delta$. Після визначення δ з першого рівняння і підстановки отриманого значення в друге приходимо до рівняння:

$$\varepsilon^3 + 4\varepsilon^2 x \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{13}{14} \frac{1}{\Pr}. \qquad (15)$$

Враховуючи, що $\varepsilon = 0$ при значеннях координати $x = \xi$, яка відповідає границі необігрітої ділянки поверхні, знаходимо розв'язок рівняння (15)

$$\varepsilon = \left(\frac{13}{14\,\mathrm{Pr}}\right)^{-1/3}\left[1-(\xi/x)^{3/4}\right]^{-1/3}. \qquad (16)$$

Оскільки $\alpha \sim 1/\varepsilon$ з врахуванням $f(x,\xi) = \alpha_\xi / \alpha^*$ визначимо функцію впливу необігрітої ділянки:

$$f(\xi, x) = \left[1-(\xi/x)^{3/4}\right]^{-1/3}. \qquad (17)$$

Для турбулентних безградієнтних течій, якщо розподіл швидкостей і температур в ПШ апроксимувати поліномом з показником степеня 1/7 функція впливу приймає вигляд [2]:

$$f(\xi, x) = \left[1-(\xi/x)^{9/10}\right]^{-1/9}. \qquad (18)$$

У загальному випадку показники степеня в (17), (18) залежать від умов зовнішньої течії і можуть приймати різні значення, тому функцію впливу в узагальненому вигляді можна представити як

$$f(\xi, x) = \left[1-(\xi/x)^{C_1}\right]^{-C_2}. \qquad (19)$$

Крім інтегрального представлення (11) співвідношення для q_s може бути представлено в іншому вигляді [3]. Якщо для інтегралу в (11) провести інтегрування по частинам з безкінечним числом членів розкладу, то можна отримати наступне представлення для q_s [3]:

$$q_s = \alpha^*\left[t_s + \sum_{k=1}^{k=\infty} g_k x^k \frac{d^k t_s}{dx^k} + \sum_{1}^{k=i} f(x,\xi_k)\Delta t_{sk}\right], \qquad (20)$$

де $g_k = (-1)^{k+1} f_k(1)$, а $f_k(\varsigma) = \int_0^\varsigma d\varsigma \int_0^\varsigma d\varsigma \ldots \int_0^\varsigma f(\varsigma) d\varsigma + \sum_{i=1}^{i=k} \frac{(-1)^i \xi^{k-1}}{i!(k-i)!}$. Оскільки справедливі співвідношення

$$\sum_{i=1}^{i=k} \frac{(-1)^i \xi^{k-1}}{i!(k-i)!} = \frac{1}{k!}\left[(\varsigma-1)^k - \varsigma^k\right],$$

$$\int_0^1 d\varsigma \int_0^\varsigma d\varsigma \ldots \int_0^\varsigma f(\varsigma) d\varsigma = \frac{1}{(k-1)!}\int_0^1 (1-\varsigma)^{k-1} f(\varsigma) d\varsigma,$$

то вираз для коефіцієнтів g_k можна представити у вигляді:

$$g_k = \frac{(-1)^{k+1}}{k!}\left[k\int_0^1 (1-\varsigma)^{k-1}(1-\varsigma^{C_1})^{-C_2}\,d\varsigma - 1\right]. \qquad (21)$$

Розкладаючи $(1-\varsigma)^{k-1}$ і використавши змінну $r=\varsigma^{C_1}$, можна звести інтеграл до суми бета-функцій $B_\sigma(i,j)=\int_0^\sigma r^{i-1}(1-r)^{j-1}dr$ при $\sigma=1$, які зв'язані з гамма-функціями наступним співвідношенням:

$$B_\sigma(i,j)=\int_0^\sigma r^{i-1}(1-r)^{j-1}dr=\frac{\Gamma(i)\Gamma(j)}{\Gamma(i+j)}.$$

Тоді вираз для g_k приймає вигляд:

$$g_k = \frac{(-1)^{л+1}}{k!}\left[\frac{k}{C_1}\sum_{n=0}^{k-1}(-1)^n\frac{(k-1)!}{n!(k-n-1)!}B\left(\frac{n+1}{C_1},1-C_{2)}\right)-1\right]. \qquad (22)$$

Якщо значення коефіцієнтів C_1, C_2 у функції впливу $f(x,\xi)$ відомі, то із співвідношення (22) можна визначити всі значення g_k. З іншого боку, якщо відомі значення g_k, із співвідношення (22) можна визначити значення коефіцієнтів C_1, C_2. Розрахунки показують, що достатньо обмежитися одним або двома членами g_k, а іншими знехтувати враховуючи їх малість. В загальному випадку значення параметрів g_k і C_1, C_2 залежать від умов зовнішньої течії, режиму течії (ламінарний або турбулентний), зміни градієнту тиску в зовнішньому потоці і других факторів. Значення цих параметрів для різних умов зовнішнього обтікання при формуванні ПШ отримані в [3].

Використовуючи автомодельні змінні

$\varphi(\eta)=\psi(x,y)/(\nu xE)^{1/4}$, $\eta=y(E/\nu^2x^3)^{1/4}$ вихідні динамічні рівняння (1) – (3), (8) можна звести до наступних автомодельних рівнянь:

$$4\varphi''' + 2\varphi'^2 + \varphi\varphi'' = 0, \qquad (23)$$

$$\varphi(0)=0,\quad \varphi'(0)=0,\quad \varphi'(\infty)=0, \qquad (24)$$

$$\int_0^\infty d\eta\varphi\varphi'^2 = 1. \qquad (25)$$

Система рівнянь (23) – (25) має аналітичний розв’язок

$$\varphi' = \varphi_\infty / 6\,[(\varphi / \varphi_\infty)^{1/2} - (\varphi / \varphi_\infty)^2], \qquad (26)$$

$$\eta = 0{,}795\left[\ln\frac{1+\sqrt{\varphi/\varphi_\infty}+\varphi/\varphi_\infty}{(1-\sqrt{\varphi/\varphi_\infty})^2} + 2\sqrt{3}arctg\frac{\sqrt{3\varphi/\varphi_\infty}}{2+\sqrt{\varphi/\varphi_\infty}}\right], \qquad (27)$$

де $\varphi_\infty = \varphi(\infty) = 2{,}515$. Зазначені автомодельні розв’язки (26), (27) існують тільки за умови $T_s = const$ або $q_s = const$ на поверхні обтікання.

Вираз для густини теплового потоку, що відводиться у вигляді (11) також може бути отриманий, використовуючи так званий метод параметричного інтегрування. Для цього представимо рівняння енергії (3) в формі Прандтля-Мізеса [3]. Якщо ввести змінні Гертлера

$$\Phi = \frac{1}{\nu}\int_0^x U(x)dx; \quad \varphi = \frac{\psi}{\nu\sqrt{2\Phi}},$$

і врахувати, що при *U(x)=U=const* отримаємо $\Phi = \frac{Ux}{\nu}$, можна записати рівняння (3) в формі Прандтля-Мізеса для змінних x і φ

$$x\frac{\partial t}{\partial x} - \frac{1}{4}\varphi\frac{\partial t}{\partial \varphi} - \frac{1}{\Pr}\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\frac{u}{U}\frac{\partial t}{\partial \varphi}\right) = \frac{E}{c_p \nu x}\frac{u}{U}\left[\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\frac{u}{U}\right)\right]^2. \qquad (28)$$

При цьому відповідні граничні умови (6) набирають вигляду:

$$t = t_s(\Phi) \;\; \text{при} \;\; \varphi = 0; \quad t \to 0 \;\; \text{при} \;\; \varphi \to \infty. \qquad (29)$$

Розв’язок рівняння (28) проводимо використовуючи метод параметричного інтегрування. Представляємо розв’язок у вигляді суми

$$t = t_1 + t_2, \qquad (30)$$

де t_1 – розв’язок однорідного рівняння при граничних умовах (29), t_2 – розв’язок неоднорідного рівняння при нульових граничних умовах, що враховує дисипацію

$$t_2 = 0 \;\; \text{при} \;\; \varphi = 0; \quad t_2 \to 0 \;\; \text{при} \;\; \varphi \to \infty.$$

Розв’язок однорідного і неоднорідного рівнянь шукаємо у вигляді:

$$t_1 = \sum_{0}^{k\to\infty} G_k(\varphi) x^k \frac{d^k t}{dx^k}, \qquad (31)$$

$$t_2 = (E / c_p \nu x) B(\varphi). \qquad (32)$$

Рівняння для визначення функції $B(\varphi)$ має вигляд:

$$\frac{1}{4}\varphi \frac{dB}{d\varphi} + \frac{1}{\Pr}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(S(\varphi,\beta)\frac{dB}{d\varphi}\right) - B + S(\varphi,\beta)\left[\frac{\partial S(\varphi,\beta)}{\partial\varphi}\right]^2 = 0, \qquad (33)$$

де $S(\varphi,\beta)$ – автомодельна функція розподілу швидкостей, β – параметр, а знак " ′ " означає диференціювання по змінній φ.

Відповідні граничні умови приймають вигляд:

$$B = 0 \text{ при } \varphi = 0; \quad B \to 0 \quad \text{при } \varphi \to \infty.$$

Рівняння для визначення функцій G_k записуються у вигляді:

$$\frac{1}{\Pr}[S(\varphi,\beta) G_k^{'}]^{'} + \varphi G_k^{'} - 2kG_k = 2G_{k-1} \quad (k = 0,1,2,...). \qquad (34)$$

Граничні умови мають вигляд:

$$G_k = 1 \text{ при } \varphi = 0; \quad G_k \to 0 \quad (k = 0,1,2,...) \quad \text{при } \varphi \to \infty.$$

Густину відведеного теплового потоку для неізотермічної поверхні (35) з урахуванням співвідношень (31) і (32) можна представити у вигляді:

$$q_s = -\lambda_g (\partial T / \partial y)_{y=0} = \alpha^* \left[t_s + \sum_{k=1}^{k=\infty} g_k x^k \frac{d^k t_s}{dx^k} - E_c b \right], \qquad (35)$$

де $E_c = E / (c_p \nu x t_s)$, $\alpha^* = \lambda_g (E / \nu^3 x^3)^{1/4} \frac{\varphi_\infty}{12} e_0$. Коефіцієнти g_k визначаються виразами:

$$g_k = \sum_{0}^{i=k} \frac{(-1)^{k+i}}{(k-i)!} \frac{e_i}{e_0}, \quad e_i = -2(\varphi/\varphi_\infty)^{1/2} \left.\frac{dF_i}{d\varphi}\right|_{\varphi=0}, k = 0,1,2,...;$$

$$b = \frac{2}{e_0} (\varphi / \varphi_\infty)^{1/2} \left.\frac{dB}{d\varphi}\right|_{\varphi=0}. \qquad (36)$$

Таким чином, для розрахунку коефіцієнтів g_k необхідно розв’язати рівняння (33), (34), які по вигляду відрізняються тільки наявністю джерела $S(\varphi,\beta)\left[\frac{\partial S(\varphi,\beta)}{\partial\varphi}\right]^2$. Розв’язок рівняння (34) може бути отримано після введення змінної $z=(\varphi/\varphi_\infty)^{3/2}$ через гіпергеометричні функції $W(a,b,c,z)$

$$F_i(z)=\frac{1}{i!}\left[W\left(a_i,b_i,\frac{2}{3};z\right)-\frac{z^{1/3}W\left(a_i,b_i,\frac{2}{3};1\right)}{W\left(a_i+\frac{1}{3},b_i+\frac{1}{3},\frac{4}{3};1\right)}W\left(a_i+\frac{1}{3},b_i+\frac{1}{3},\frac{4}{3};1\right)\right], \quad (37)$$

де коефіцієнти a_i, b_i є коренями системи алгебраїчних рівнянь:

$$a_i+b_i+1=-\mathrm{Pr}+\frac{5}{3}, \quad a_i b_i=\frac{8}{3}\mathrm{Pr}\,i \quad (38)$$

і можуть бути представлені у вигляд:і

$$a_i=\frac{3\mathrm{Pr}-2}{6}\left[\sqrt{1-32\frac{3\mathrm{Pr}\,i}{(3\mathrm{Pr}-2)^2}}-1\right], \quad b_i=\frac{8}{3}\frac{\mathrm{Pr}\,i}{a_i}. \quad (39)$$

З урахуванням (36) знаходимо вираз для величини e_i

$$e_i=\frac{1}{i!}\frac{W\left(\frac{2}{3}\right)}{W\left(\frac{4}{3}\right)}\frac{W(1-a_i)W\left(\frac{1}{3}+\mathrm{Pr}+a_i\right)}{W\left(\frac{2}{3}-a_i\right)W(\mathrm{Pr}+a_i)}. \quad (40)$$

Використовуючи зв'язок (36) між величинами g_k і e_i, в [1] визначені чисельні значення коефіцієнтів g_k (див. рис. 1).

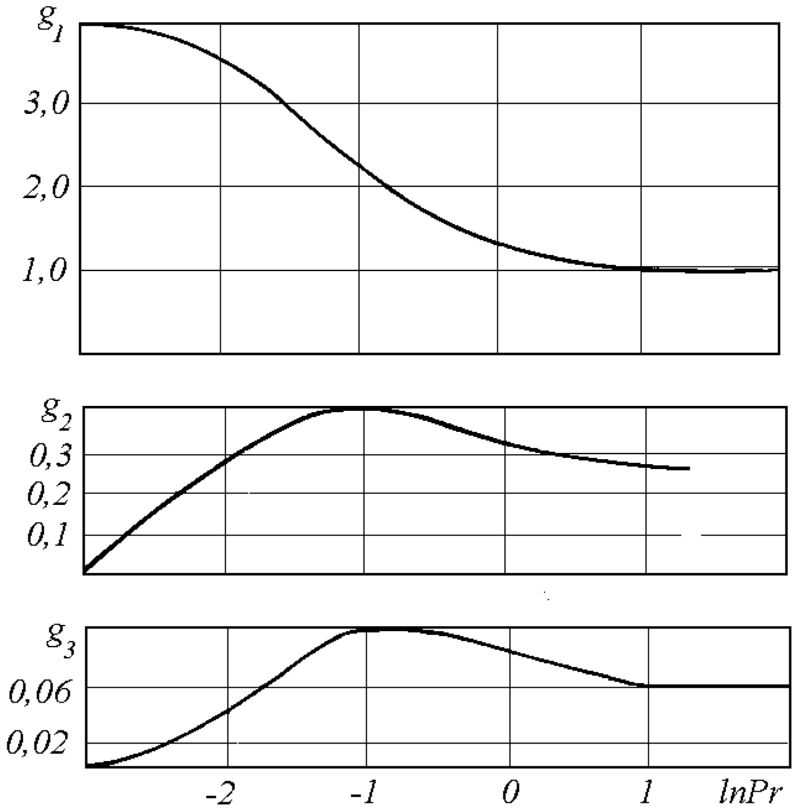

Рис. 1 Залежність коефіцієнтів g_k від числа Pr при струминному обтіканні плоскої поверхні

Використовуючи співвідношення (22) між коефіцієнтами g_k і C_1, C_2, які в даному випадку мають вигляд:

$$g_1 + g_2 + \frac{1}{2} = \frac{1}{C_1} \frac{\Gamma\left(\frac{2}{C_1}\right)\Gamma(1+C_2)}{\Gamma\left(\frac{2}{C_1}+1-C_2\right)}, \quad g_1 + 1 = \frac{1}{C_1} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{C_1}\right)\Gamma(1+C_2)}{\Gamma\left(\frac{1}{C_1}+1-C_2\right)}.$$

за відомими значеннями g_k при різних величинах числа Pr були визначені коефіцієнти C_1, C_2 [1]. Результати розрахунків наведені на рис.2.

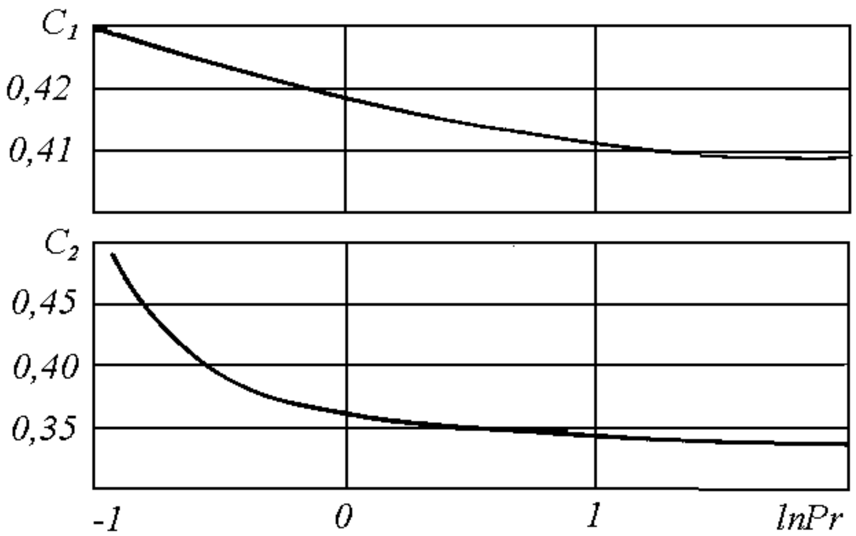

Рис. 2 Залежність параметрів функції впливу C_1, C_2 при ламінарному струминному обтіканні плоских тіл від числа Pr

Таким чином, в результаті використання інтегральних методів розрахунку рівнянь ламінарного ПШ отримано співвідношення між густиною відведеного теплового потоку для пристінних ламінарних струминних течій і температурними градієнтами на поверхні обтікання при довільному розподілі температурного напору на цій поверхні, а також знайдено чисельні значення параметрів, які входять у отримані співвідношення.

Висновки

1. Розроблена методика розрахунку теплообміну для умов пристінної струминної течії при обтіканні неізотермічних тіл в умовах ламінарного режиму течії.
2. Використовуючи інтегральні методи розв’язку рівнянь пограничного шару, отримано загальну функціональну залежність між густиною відведеного з поверхні теплового потоку і температурним градієнтом на неізотермічній поверхні.
3. Проведено чисельні розрахунки та отримані чисельні значення параметрів теплообміну в залежності від теплофізичних властивостей зовнішнього теплоносія.

Список літератури

1. Гречанный О.А. Теплообмен при струйном обтекании произвольно неизотермической плоской поверхности / О.А. Гречанный, З.И. Наголкина, В.А Сенатос // Промышленная теплотехника. – 1984. – №6. – С.3-10.
2. Кэйс В.М. Конвективный тепло- и массоперенос./ В.М. Кэйс – М.: Энергия. 1972. – 446 с.
3. Дорфман А.Ш. Теплообмен при обтекании неизотермических тел / А.Ш. Дорфман – М.: Машиностроение. 1982. – 191 с.
4. Майерс Г.Е. Теплообмен в плоских турбулентных струях у стенки / Г.Е. Майерс, И.И. Шауэр, Р.Х. Юстис // Теплопередача. – 1963, т.80. №3 – С. 35-40.
5. Вулис Л.А. Теория струй вязкой жидкости / Л.А Вулис, В.П. Кашкаров – М. – Наука, 1965. – 432 с.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА ДЛЯ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В УСЛОВИЯХ ЛАМИНАРНОГО СТРУЙНОГО ПРИСТЕННОГО ТЕЧЕНИЯ

В. Г. Горобец

Аннотация. *Разработана методика расчета теплообменных поверхностей с произвольным распределением температур при натекании пристенной струи в условиях ламинарного режима течения. Методика базируется на использовании интегральных методов расчета пограничного слоя для струйных пристенных течений. В результате получено общее функциональное соотношение между плотностью отведенного с поверхности теплового потока и температурными распределениями на поверхности обтекания, а также определены численные значения параметров, входящих в данное соотношение.*

Ключевые слова: ***пограничный слой, пристенное струйное течение, температурные распределения, неизотермичность поверхности***

METHOD OF CALCULATION OF HEAT TRANSFER FOR NONISOTHERMAL SURFACES UNDER LAMINAR JET FLOW

V. Gorobets

Annotation. *The method of calculating heat transfer surfaces at arbitrary temperature distribution at sinters jet under laminar and turbulent flow. The technique is based on the use of integrated methods of calculation for the boundary layer of wall jet flows. As a result, there are received a total functional density ratio for allotted from the surface heat flux on temperature distribution on the surface flow and defined numerical values included in this ratio.*

Key words: ***boundary layer, wall jet flow, temperature distribution, nonisothermal surface***