

**РОЗРАХУНКОВА МОДЕЛЬ НЕІЗОТЕРМІЧНОЇ СТРУМИНИ,
ЩО НАСТИЛАЄТЬСЯ НА ОПУКЛУ ЦИЛІНДРИЧНУ ПОВЕРХНЮ
СХЕМА СТРУМИНИ, ВИПУЩЕНОЇ ТАНГЕНЦІАЛЬНО
ДО ЦИЛІНДРИЧНОЇ ПОВЕРХНІ**

Подачу повітря в теплонапружені приміщення в стиснених умовах струминами, що швидко затухають, доцільно здійснювати шляхом тангенціального випуску повітря на опуклу циліндричну поверхню. За дослідями Коанда витрата повітря під час настилення на опуклу поверхню зростає до 20 разів. Проте недостатньо досліджений вплив на розвиток струмини геометричної форми повітророзподільника: відношення радіуса поверхні настилення до ширини щілини, відношення ширини щілини до довжини вихідного каналу, співвідношення ширини входу і виходу та кривини останнього.

Для визначення параметрів струмини з урахуванням впливу геометричної форми і розмірів повітророзподільника запропонована напівемпірична модель струмини (рис. 1).

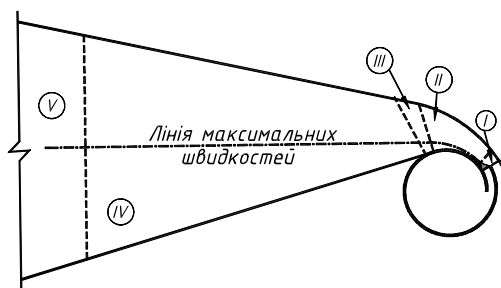


Рис. 1. Схема струмини, що настиляється на криволінійну поверхню:

- I – початкова ділянка; II – ділянка настилення (рис. 2);
III – ділянка переформування; IV – ділянка формування (рис. 3);
V – основна ділянка

У загальному випадку струмина складається з п'яти ділянок I – початкової ділянки, що містить ядро постійних швидкостей (температур). На ній відбувається формування пристінного і струмин-

- III – ділянки переформування, на якій після відриву пристінний примежовий шар переформується в струминний;
- IV – ділянки формування (рис. 3), де відбувається формування симетричного профілю швидкості. Формування відбувається шляхом більш інтенсивного розширення меншого струминного шару і менш інтенсивного розширення більшого. Кути розширення приймаються за дослідними даними;
- V – основної ділянки, де струмина розвивається за законами вільних струмин. Починається вона в перерізі, де профіль швидкості на ділянці формування (IV) стає симетричним. При вентиляції приміщень струмина руйнується раніше ніж досягає основної ділянки.

Довжину початкової ділянки I можна не враховувати. За рахунок інтенсивної ежекції відбувається перемішування повітря в струміні і швидке руйнування ядра. Довжина ділянки сумірна з шириною щілини. Ділянка настилення II умовно подовжується до щілини.

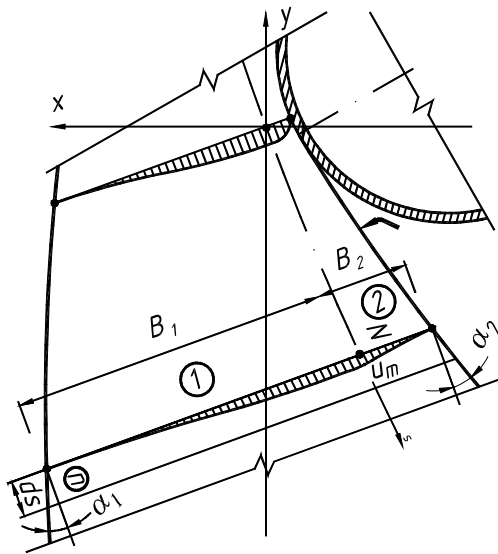


Рис. 3. Схема ділянки формування струмини

Довжину ділянки переформування III також можна не враховувати. Товщина пристінного примежового шару мала відносно товщини струмини. Шлях, на якому він переформується в струминний, значно

менший за ширину струмини. Тому струминний шар I умовно подовжується до перерізу відриву. При цьому вводиться поправочний коефіцієнт для стикування витрати повітря. Розглянемо особливості розвитку струмини на ділянці настилання.

Якщо струмина досягає основної ділянки, то для неї застосовуються ті ж залежності, що і на ділянці формування (IV), але при кутах розширення обох струминних примезових шарів $12^{\circ}25'$ [1].

РОЗВИТОК СТРУМИНИ ПІД ЧАС НАСТИЛАННЯ

Відомими величинами є швидкість виходу повітря зі щілини u_0 та геометричні розміри повітророзподільника: радіус поверхні настилання R і ширина щілини δ . Прийmemo, що напрямок руху повітря в щілині відповідає дотичній до поверхні настилання.

Уводиться система полярних координат (y, φ) із центром O в центрі кривини поверхні настилання (рис. 2). Кут φ відлічується від щілини, а відлік y здійснюється від поверхні настилання в напрямку радіус-вектора. Крім цього для кожного перерізу вводиться локальна система декартових координат x, y . Вісь y відповідає радіус-вектору y в глобальних координатах (y, φ) , а вісь x розташована в напрямку потоку повітря в даному перерізі.

Для запису рівняння кількості руху використовуються прямолінійні осі s і n . Вісь s розташована в напрямку випуску повітря, а вісь n – паралельно площині щілини в напрямку до поверхні настилання.

Профіль швидкості повітря приймається за аналогією до плоскої струмини [1]. Біля вільної межі струмини формується струминний примезовий шар 10. Біля поверхні настилання формується пристінний примезовий шар 11. Розділяє ці примезові шари лінія максимальних швидкостей 12.

Прийmemo, що пристінний турбулентний примезовий шар починається біля вихідної щілини. Розподіл швидкості в ньому описується степеневим законом:

$$\tilde{u} = u/u_m = \tilde{y}_{nc}^{1/2}, \quad (1)$$

де \tilde{u} та u_m – безрозмірна та максимальна швидкість в розрахунковому перерізі; $\tilde{y}_{nc} = y/y_m$ – безрозмірна ордината, віднесена до товщини пристінного примезового шару y_m .

У струминному примезовому шарі профіль швидкості відповідає формулі Шліхтінга:

$$\tilde{u} = \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2}\right)^2, \quad (2)$$

де $\tilde{y}_{cm} = (y - y_m)/(y_{меж} - y_m)$ – безрозмірна ордината в межах струминного шару, а $y_{меж} - y_m$ – товщина струминного шару:

Частка пристінного шару в перерізі струмини вважається постійною за аналогією до плоских струмин і позначена літерою ι :

$$y_m = \iota y_{меж}, \quad (3)$$

Профіль густин повітря приймається за рівнянням ідеального газу з урахуванням малості розрідження в струміні відносно атмосферного тиску

$$\tilde{\rho} = \rho/\rho_m = (P/P_m)(T_m/T) = T_m/T = 1/\tilde{T}, \quad (4)$$

де $\tilde{T} = T/T_m$ – безрозмірна температура в межах перерізу:

У пристінному примежовому шарі температура вважається приблизно постійною з урахуванням відносної малості його товщини, а в струминному примежовому шарі розподіл температур приймається за формулою Тейлора [2]:

$$\tilde{\Delta\tilde{T}}_{cm} = (T - T_\infty)/(T_m - T_\infty) = \sqrt{\tilde{u}} = 1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2}. \quad (5)$$

Струмини, що насталяються на криволінійну поверхню, розвиваються при змінному розрідженні. Тому для аналізу кількості руху в ній необхідно визначити залежності, що описують зміну статичного тиску в перерізі струмини та за її довжиною.

За рахунок вихрового руху на вільній межі струмини прилеглі до неї частинки навколишнього повітря захоплюються струминою. При цьому виникає певне розрідження $\Delta p_{с,меж}$ на межі струмини, що спонукає підтікання повітря з приміщення. Це розрідження створює імпульс сил тиску, що має бути врахований при аналізі кількості руху в струміні.

Зв'язок між розрідженням на поверхні струмини $\Delta p_{с,меж}$ та швидкістю підтікання повітря v . Визначається шляхом аналізу елементарної струминки $E_1 E_2 E_3 E_4$ потоку повітря, що підтікає (рис. 1). Живий переріз $E_1 E_2$ знаходиться на достатній відстані від струмини для нехтування кількістю руху повітря та розрідженням у ньому. Переріз $E_3 E_4$ лежить на вільній межі струмини. Цей переріз не перпендикулярний до напрямку руху повітря, живим є переріз $E'_3 E_4$. Швидкість повітря в ньому прямує до швидкості підтікання v , а розрідження прямує до розрідження на поверхні струмини $\Delta p_{с,меж}$. Прийнято припущення про подібність

фігури $E_1 E_2 E_3 E_4$ у всіх перерізах струмини та пряму пропорційність між величинами середніх тисків на межах $E_1 E_4$ та $E_2 E'_3$. Якщо опустити перпендикуляри $E_3 E''_3$ та $E_4 E''_4$ на переріз $E_1 E_2$, то рівняння кількості руху для перерізів $E_1 E_2$ та $E'_3 E_4$ в проекції на вісь у набуває вигляду:

$$-\rho_\infty v^2 E'_3 E_4 = -p_a E_1 E_2 + p_{c, \text{меж}} E'_3 E_4 + p_{E_1 E_4} E_1 E_4 \sin(E_1 E_4 E'_4) + p_{E_2 E} E_2 E'_3 \sin(E_2 E'_3 E''_3),$$

де $p_{E_1 E_4}$ – середній за кількістю руху статичний тиск на відрізку $E_1 E_4$; $p_{E_2 E'_3}$ – середній за кількістю руху статичний тиск на відрізку $E_2 E'_3$.

Після переходу до надлишкових тисків, заміни довжини відрізка $E''_3 E''_4$ на таку ж довжину відрізка $E'_3 E_4$ та перетворень рівняння набуває вигляду:

$$\Delta p_{c, \text{меж}} = -K_E \rho_\infty v^2, \quad (6)$$

де K_E – дослідний коефіцієнт, що враховує умови підтікання повітря до струмини.

У криволінійних струминах статичний тиск змінний в перерізі. Частинки криволінійної струмини мають доцентрове прискорення. За другим законом Ньютона в струмині діють нормальні до напрямку її усередненого руху доцентрові сили. Нормальність цих сил вказує на те, що вони є силами статичного тиску, які виникають за рахунок поглиблення розрідження в напрямку до поверхні настилання. У неізотермічних струминах діє масова сила Архімеда, яка бере участь у створенні доцентрового прискорення.

Профіль статичного тиску визначається шляхом аналізу елементарного об'єму в формі прямокутника (точніше, паралелепіпеда з однічною шириною) у перерізі AB на відстані u від поверхні настилання (на рис. 1 показано заштрихованим прямокутником). Сторони прямокутника дорівнюють dx та dy . Швидкість повітря u в елементарному об'ємі спрямована приблизно за дотичною до поверхні настилання. Проекція на вісь Oy питомого доцентрового прискорення елементарного об'єму повітря на одиницю маси становить:

$$Y = -u^2 / (R + y).$$

Це питома прискорення створюється сумісною дією різниці тисків на основах паралелепіпеда Δp та силою Архімеда P_a :

$$\Delta p = p_c dx - (p_c + d_y p_c) dx = -d_y p_c dx, \\ P_a = (\rho - \rho_\infty) g dx dy \cos(\alpha + \varphi).$$

Після перетворень та підстановки безрозмірної густини за формулою (4) маємо:

$$d_y \Delta p_c = \rho_m u_m^2 \left(\bar{u}^2 dy / (R + y) \tilde{T} + \left(g / u_m^2 \right) \left(1 / \tilde{T}_\infty - 1 / \tilde{T} \right) \cos(\alpha + \phi) dy \right). \quad (7)$$

Рівняння балансу маси повітря для контуру ABKL (рис. 2) має вигляд:

$$\left(\int_0^{y_{\text{меж}}} \rho u dy \right) - \left(\int_0^{y_{\text{меж},o}} \rho u dy \right) = \int_0^\phi \rho_\infty v (R + y_{\text{меж}}) d\phi. \quad (8)$$

Ліва частина – це різниця витрат повітря в перерізах *AB* і *KL*, права – витрата повітря, що підтікає, крізь межу *AL*. За теоремою про середнє:

$$\rho_m k_p u_m y_{\text{меж}} - \rho_{m,o} k_{p,o} u_{m,o} y_{\text{меж},o} = \rho_\infty \int_0^\phi v (R + y_{\text{меж}}) d\phi, \quad (9)$$

де $\tilde{T}_\infty = T_\infty / T_m$ – безрозмірна температура на стінці та навколишнього повітря в межах перерізу; $\tilde{y} = y / y_{\text{меж}}$ – безрозмірна ордината в межах перерізу; k_p – коефіцієнт поля масових швидкостей, що є змінним на протязі струмینی:

$$k_p = \int_0^1 \tilde{\rho} \tilde{u} d\tilde{y} = \frac{12}{13} \iota + (1 - \iota) \int_0^1 \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \right)^2 d\tilde{y}_{cm} / \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (1 - \tilde{T}_\infty) \right). \quad (10)$$

Для запису рівняння кількості руху вводиться розрахунковий контур *KPOB*. *KP* – відрізок, що проходить від поверхні настилення крізь щілину. Відрізок *BQ* проходить під кутом θ до відрізка *OP*. Межа контуру *PQ* проходить на такій відстані, що швидкість повітря на ній дорівнює нулю. Рівняння кількості руху в проекціях на вісь *s* без урахування тертя на поверхні настилення після переходу до надлишкових статичних тисків має вигляд:

$$\begin{aligned} & \Delta p_{c,c,o} y_{\text{меж},o} - \Delta p_{c,c} y_{\text{меж}} \cos(\phi) + R \int_0^\phi \Delta p_{c,n} \sin(\phi) d\theta - \\ & - g \sin(\alpha) \int_0^\phi \rho_m y_{\text{меж}}^2 k_{p,J} d\phi = \\ & = \rho_m \cos(\phi) u_m^2 y_{\text{меж}} (\beta k^2)_p - \rho_{m,o} \cos(\phi) u_{m,o}^2 y_{\text{меж},o} (\beta k^2)_{p,o}, \quad (11) \end{aligned}$$

де $\Delta p_{c,c}$ і $\Delta p_{c,c,o}$ – відповідно середній статичний тиск у перерізах *AB* і *KL*; g – прискорення вільного падіння; α – кут нахилу осі *s* до горизонту; $(\beta k^2)_p$ – коефіцієнт перерахунку кількості руху до масової швидкості

на лінії максимальних швидкостей (аналог добутку коефіцієнта Бусинеска і квадрата коефіцієнта поля для масових швидкостей):

$$\left(\beta k^2\right)_p = \frac{6}{7} \iota + (1-\iota) \int_0^1 \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2}\right)^4 \left/ \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \left(1 - \tilde{T}_\infty\right)\right) d\tilde{y}_{cm} ; \quad (12)$$

$k_{p,J}$ – коефіцієнт усереднення густини повітря у перерізі криволінійної струмини з урахуванням якобіана переходу до криволінійної системи координат:

$$k_{p,J} = \int_0^1 \left(\frac{1}{\tilde{T}_\infty} - \frac{1}{\tilde{T}}\right) \frac{R+y}{y_{меж}} d\tilde{y} \int_0^1 \left(\frac{1}{\tilde{T}_\infty} - \frac{1}{\tilde{T}}\right) \frac{R+y}{y_{меж}} d\tilde{y} = \frac{\iota^2}{2} \left(\frac{1}{\tilde{T}_\infty} - 1\right) \left(\frac{2}{y_{меж}} + 1\right) + \\ + (1-\iota)^2 \int_0^1 \left(\frac{1}{\tilde{T}_\infty} - \frac{1}{1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \left(1 - \tilde{T}_\infty\right)}\right) \left(\frac{R+y_m}{y_{меж} - y_m} + \tilde{y}_{cm}\right) d\tilde{y}_{cm} . \quad (13)$$

У формулі (11) члени лівої частини відображають відповідно силу тиску в площині щілини, силу тиску в перерізі AB , реакцію поверхні настилення й силу Архімеда.

Рівняння балансу теплоти записується за явною теплою. За “умовний нуль” температури приймається температура навколишнього повітря T_∞ :

$$c\rho_o u_o \delta (T_o - T_\infty) = \int_0^{y_{меж}} c(T - T_\infty) \rho u dy . \quad (14)$$

За аналогією з плоскими струминами приймається припущення [3]:

$$v = Eu_m . \quad (15)$$

Для інтегрування рівнянь необхідно перейти від локальних для окремого перерізу до глобальних для струмини безрозмірних величин, які розбиваються на дві групи:

1. Безрозмірні вихідні дані: безрозмірна ширина початкового перерізу $\bar{y}_{меж,o} = y_{меж,o} / R$ та число криволінійної неізотермічності $Cur_o = gR / u_o^2 = g / (u_o^2 / R)$, яке показує співвідношення гравітаційних та доцентрових сил;

2. Безрозмірні шукані величини: швидкість підтікання в перерізі $\bar{v} = v / u_o$, максимальна швидкість $\bar{u}_m = u_m / u_o$, ширина струмини $\bar{y}_{меж} = y_{меж} / R$, температура на лінії максимальних швидкостей

$\bar{T}_m = T_m/T_\infty$, густина повітря на межі струмини $\bar{\rho}_m = \rho_m/\rho_\infty = 1/\bar{T}_m$, розрідження на поверхні $\Delta p_{c,нов} = \Delta p_{c,нов}/(\rho_m u_m^2/2)$ та середнє розрідження $\bar{\Delta p}_{c,c} = \Delta p_{c,c}/(\rho_m u_m^2/2)$.

Безрозмірне розрідження на поверхні та середнє безрозмірне розрідження показують частку максимального динамічного тиску в перерізі, що переходить у розрідження на поверхні та в перерізі струмини.

Система рівнянь (6), (7), (9), (11), (14) і (15) набуває остаточного вигляду, причому рівняння розбиті на п'ять груп:

I. Основні рівняння аеродинаміки.

Рівняння балансу маси повітря

$$(k_p/\bar{T}_m)\bar{u}_m\bar{y}_{меж} - k_{p,o}(\bar{T}_m/\bar{T}_{m,o})\bar{y}_{меж,o} - S_{б.м} = 0. \quad (16)$$

Перший член показує витрату повітря в розрахунковому перерізі, другий член – витрату повітря в щілині, а третій – витрату повітря, що підтікає до струмини.

Рівняння кількості руху в напрямку випуску повітря s:

$$(\bar{T}_m/\bar{T}_o)\bar{y}_{меж,o}(\bar{\Delta p}_{c,c,o} + 2(\beta k^2)_{p,o}) - \bar{y}_{меж}\bar{u}_m^2 \cos(\phi)(\bar{\Delta p}_{c,c} + 2(\beta k^2)_p) + \bar{T}_m S_{к.p.s,p} - 2Cur_o\bar{T}_m \sin(\alpha)S_{к.p.A} = 0. \quad (17)$$

Перший член показує імпульс сил та кількість руху в початковому перерізі, другий член – те ж у розрахунковому перерізі, третій і четвертий члени – імпульс сил реакції поверхні та Архімеда.

Рівняння балансу теплоти (для ізотермічних струмин $\bar{T}_o = 1$ і $\bar{T}_m = 1$).

$$\bar{u}_m\bar{y}_{меж}S_Q - \delta(1 - (1/\bar{T}_o)) = 0. \quad (18)$$

Перший та другий члени показують кількість теплоти в розрахунковому та початковому перерізі.

II. Допоміжні рівняння.

Пряма пропорційність між швидкістю підтікання та максимальною швидкістю повітря

$$\bar{v} = E\bar{u}_m. \quad (19)$$

Статичний тиск на поверхні настилення (після винесення за дужки температури на лінії максимальних швидкостей \bar{T}_m):

$$\bar{\Delta p}_{c,нов} = -2E^2 K_E \bar{u}_m^2 - 2(S_{cm} + S_{nc} + Cur_o(\bar{y}_{меж}/\bar{u}_m^2)\cos(\alpha + \phi)((1 - \iota)S_{A,cm} + \iota S_{A,nc})). \quad (20)$$

Перший член відповідає безрозмірному розрідженню на межі струмини, а другий член – поглиблення розрідження від дії доцентрових сил та сил Архімеда.

Середній статичний тиск:

$$\overline{\Delta p}_{c,c} = -2K_E E^2 \bar{u}_m^2 - 2 \left(\iota (S_{cm} + S_{nc,c}) + (1-\iota) S_{cm,c} (\bar{y}_{меж}, \bar{T}_m, \iota) + \right. \\ \left. + Cur_o (\bar{y}_{меж} / \bar{u}_m^2) \cos(\alpha + \phi) (\iota^2 S_{A,nc,c} + \iota(1-\iota) S_{A,cm} + (1-\iota)^2 S_{A,cm,c}) \right) \quad (21)$$

Перший член відповідає безрозмірному розрідженню на межі струмини, а другий член – поглиблення розрідження від дії доцентрових сил та сил Архімеда.

III. Інтегральні параметри за ходом струмини.

Витрата повітря, що підтікає:

$$S_{б.м.} = E \int_0^{\phi} u_m (1 + \bar{y}_{меж}) d\phi. \quad (22)$$

Інтегральний параметр імпульсу сили реакції поверхні:

$$S_{к.р.с,р} = \int_0^{\phi} (\overline{\Delta p}_{c,n} \bar{u}_m^2 \sin(\phi) d\phi / \bar{T}_m). \quad (23)$$

Інтегральний параметр імпульсу сили Архімеда:

$$S_{к.р.А} = \int_0^{\phi} \bar{y}_{меж}^2 k_{р,Ј} d\phi / \bar{T}_m. \quad (24)$$

4. Інтегральні параметри перерізу.

Коефіцієнт поля масової швидкості:

$$k_p = \bar{T}_m \left(\frac{12}{13} \iota + (1-\iota) \int_0^1 \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \right)^2 d\tilde{y}_{cm} / \left(\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1) \right) \right). \quad (25)$$

Коефіцієнт поля масової швидкості з урахуванням якобіана переходу до криволінійної системи координат:

$$k_{р,Ј} = \bar{T}_m \left(\frac{6}{7} \frac{\iota}{\bar{T}_m} + (1-\iota) \int_0^1 \frac{\left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \right)^4}{\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1)} d\tilde{y}_{cm} \right). \quad (26)$$

Коефіцієнт перерахунку кількості руху:

$$(\beta k^2)_p = \bar{T}_m \left((6/7)\iota + (1-\iota) \int_0^1 \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \right)^4 / \left(\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1) \right) d\tilde{y}_{cm} \right). \quad (27)$$

Інтегральний параметр розподілу теплоти в перерізі:

$$S_Q = \frac{12}{13} \iota \left(1 - \frac{1}{\bar{T}_m} \right) + (1-\iota) \int_0^1 \left(1 - \frac{1}{\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1)} \right) \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \right)^2 d\tilde{y}_{cm}. \quad (28)$$

Інтегральний параметр доцентрової сили в струминному прилежовому шарі:

$$S_{cm} = \bar{T}_m \int_0^1 \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \right)^4 d\tilde{y}_{cm} / \left(\tilde{y}_{cm} + J(\bar{y}_{меж}, \iota) \right) \left(\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1) \right). \quad (29)$$

Інтегральний параметр сили Архімеда в струминному прилежовому шарі:

$$S_{A,cm} = \bar{T}_m \int_0^1 \left(1 - 1 / \left(\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1) \right) \right) d\tilde{y}_{cm}. \quad (30)$$

Інтегральний параметр доцентрової сили в пристінному прилежовому шарі:

$$S_{nc} = \int_0^1 \tilde{y}_{nc}^{1/2} d\tilde{y}_{nc} / \left(\tilde{y}_{nc} + j(\bar{y}_{меж}, \iota) \right). \quad (31)$$

Інтегральний параметр сили Архімеда в пристінному прилежовому шарі:

$$S_{A,nc} = \bar{T}_m - 1. \quad (32)$$

Інтегральний параметр середньої доцентрової сили в струминному прилежовому шарі:

$$S_{cm,c} = \int_0^1 \left(\int_{\tilde{y}_{cm}}^1 \left(1 - \tilde{y}_{cm}^{3/2} \right)^4 d\tilde{y}_{cm} / \left(\tilde{y}_{cm} + J(\bar{y}_{меж}, \iota) \right) \left(\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1) \right) \right) d\tilde{y}_{cm} \quad (33)$$

Інтегральний параметр середньої сили Архімеда в струминному прилежовому шарі:

$$S_{A,cm,c} = \int_0^1 \left(\int_{\tilde{y}_{cm}}^1 \left(1 - 1 / \left(\bar{T}_m - \tilde{y}_{cm}^{3/2} (\bar{T}_m - 1) \right) \right) d\tilde{y}_{cm} \right) d\tilde{y}_{cm}. \quad (34)$$

Інтегральний параметр середньої доцентрової сили в пристінному примежовому шарі:

$$S_{nc,c} = \int_0^1 \left(\int_{\bar{y}_{nc}}^1 \bar{y}_{nc}^{1/2} d\bar{y}_{nc} / (\bar{y}_{nc} + j(\bar{y}_{меж}, \iota)) \right) d\bar{y}_{nc} . \quad (35)$$

Інтегральний параметр середньої сили Архімеда в пристінному примежовому шарі:

$$S_{A,nc,c} = -(\bar{T}_m - 1) . \quad (36)$$

5. Параметри:

$$J = (R + y_m) / (y_{меж} - y_m) = (1 + \iota \bar{y}_{меж}) / (1 - \iota) \bar{y}_{меж} . \quad (37)$$

$$j = R / y_m = 1 / \iota \bar{y}_{меж} . \quad (38)$$

Рівняння розв'язуються чисельно. Для визначення невідомих коефіцієнтів виконані експериментальні дослідження моделей повітророзподільників. Вимірювалися швидкості повітря у перерізах повітророзподільника через кожні 15° від площини щілини у точках через кожні 10 мм. Біля лінії максимальних швидкостей вимірювання виконувалися через кожні 3 мм. Для вимірювання використано термоанемометр Testo 454 з датчиком «нагріта куля». Похибка відносної максимальної швидкості повітря не перевищувала 4,8%, а похибка визначення відносного перепаду температур $(t - t_{\infty}) / (t_0 - t_{\infty})$ не перевищувала 5,1%.

Випробування повітророзподільників з криволінійним дифузорним вихідним каналом показують, що найменші деформації моделі призводять до суттєвої зміни параметрів струмини. Пояснюється це тим, що середній напрямок виходу повітря з повітророзподільника відповідає осі дифузора, а напрямки в різних точках профілю є різними. Отже, струмина спрямовується не тангенціально до поверхні, що погіршує умови настилання. Настиланню також протидіє відцентрова сила, що діє на потік в опуклому вихідному каналі. Для підвищення надійності повітророзподільника слід використовувати вихідний канал з плоскими стінками, конфузорний, прямий або з незначним розширенням. Характерні результати випробування таких моделей наведені на рис. 4.

При плоскому каналі при довжині більше за дві ширини щілини відрив відбувається при куті біля 75...90° (рис. 4 а). Швидкість повітря знижується приблизно в 2 рази. При незначній дифузорності вихідного каналу (3°) (рис. 4 б) ефективність затухання струмини різко спадає, а струмина відривається раніше ніж при прямому та конфузорному кана-

лах. При конфузорному каналі відрив відбувається при куті 105° , проте швидкість повітря у відривному перерізі така ж як і при плоскому каналі (рис. 4 б). При вихідному каналі, що коротший за дві ширини щілини (рис. 4 в) виникає суттєва нерівномірність профілю швидкості в бік від поверхні настилання, що призводить до зменшення шляху настилання та зростання швидкості повітря на відриві до 0,75 початкової і більше.

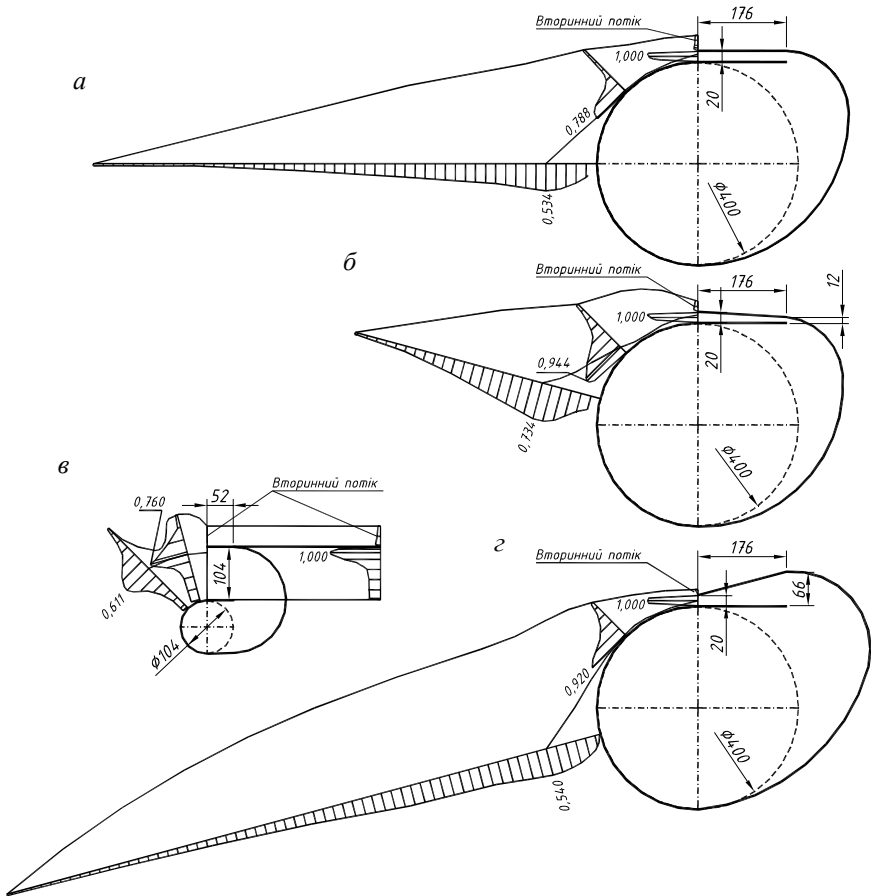


Рис. 4. Форма струмини та епюри відносної швидкості (віднесеної до максимальної в щілині), для однощілинних повітророзподільників з вихідним каналом:

а – плоским, б – дифузорним, в – коротким, г – конфузорним

Для визначення невідомих коефіцієнтів системи рівнянь (16)...(38) використано метод найменших квадратів. Частка пристінного шару в струміні ι змінюється в межах 0,22...0,35. Для плоского вихідного каналу порівняння результатів розрахунку з дослідними даними (рис. 5) показали, що в діапазоні $\bar{\delta} = \delta / R = 0,125 \dots 0,76$ при $\iota = 0,3, y_0 = \delta$:

$$E = \frac{1}{-45,15\bar{\delta} + 40,265}; \quad (39)$$

$$K_E = -14,849\bar{\delta}^2 - 3,363\bar{\delta} + 11,754. \quad (40)$$

Розбіжність між дослідним та розрахунковим значенням максимальної швидкості повітря не перевищує 6,6%.

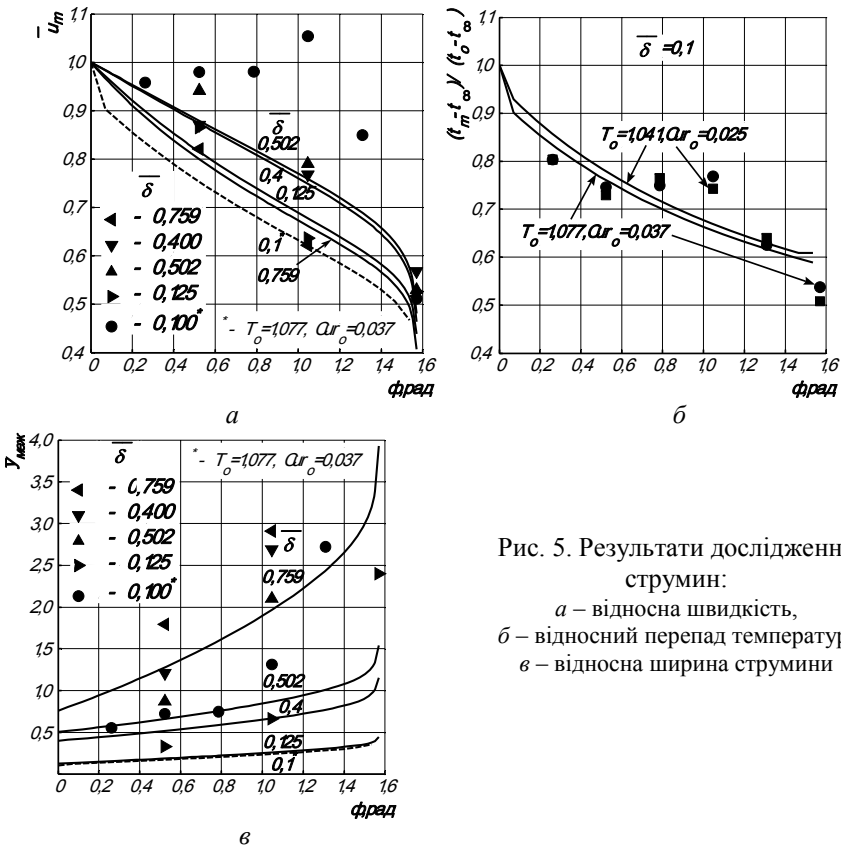


Рис. 5. Результати дослідження струмін:
 а – відносна швидкість,
 б – відносний перепад температур,
 в – відносна ширина струмینی

Графік на рис. 5 а свідчить про інтенсивне затухання швидкості повітря. Різде спадання швидкості повітря біля кута 90° до нуля свідчить про відрив струмини, що відповідає дослідним даним. Слід зауважити, що інтенсивність затухання струмини при різних відношеннях ширини щілини до радіуса поверхні настилення достатньо близька. Немає монотонності залежності. Для інженерних розрахунків можна прийняти відносну максимальну швидкість \bar{u}_m : при куті $\varphi = 30^\circ$ 0,869 (похибка до 5,7%), при куті $\varphi = 60^\circ$ – 0,706 (похибка до 11,9%) та при куті 90° – 0,543 (похибка 4,9%).

Для неізотермічних струмин характерна наявність початкової ділянки до кута 60° , де швидкість повітря практично не затухає. Це пояснюється інтенсифікацією підмішування повітря до струмини без інтенсифікації розширення струмини. На основній ділянці $\varphi = 60\dots 90^\circ$ швидкість у струмині інтенсивно затухає та незначно випереджає затухання швидкості у ізотермічних струминах при куті $\varphi = 90^\circ$. Результати математичного моделювання затухання струмини не показують початкову ділянку, тому що модель не враховує вплив сил Архімеда на інтенсифікацію поперечних течій у струмині, які у свою чергу, змінюють значення доцентрового прискорення.

Для неізотермічних струмин порівняння результатів аналітичного та експериментального дослідження затухання температур наведені на рис. 5 б. Розбіжність результатів не перевищує 6,7% крім значень кутів $\varphi = 60^\circ$ (до 14,8%) та 90° (до 19,3%). Для інженерних розрахунків за дослідними даними можна прийняти темп затухання перепаду температур при куті 15° – 0,803 (розбіжність 0,03%); 30° – 0,738 (1,12%); 45° – 0,758 (1,12%); 60° – 0,756 (1,75%); 75° – 0,632 (1,24%); 90° – 0,523 (2,91%).

Результати моделювання дають значення ширини струмини (рис. 5 в), занижені в 1,3...5,8 разів. Це пояснюється не врахуванням поперечної складової швидкості повітря. Урахування цієї складової призведе до некоректності запису інтегральних рівнянь аеродинаміки.

Як видно з графіків на рис. 5, темп затухання струмин, особливо неізотермічних, спочатку настилення є меншим або відсутнім, а наприкінці настилення різко зростає. Тобто при конструюванні повітророзподільних пристроїв необхідно забезпечувати умови настилення струмини на кут 90° . Також важливим є факт практичної незалежності відносної швидкості повітря на відриві струмини від відношення ширини струмини та радіуса поверхні настилення, а також від початкової температури. Це підтверджує стабільність затухання струмини за рахунок ефекту Коанда.

Фотографії струмини, випущеної з повітророзподільника з плоским вихідним каналом завширшки 20 мм, наведені на рис.6.

За результатами досліджень доцільною є плоска форма вихідного каналу повітророзподільника завдовжки дві ширини щілини.

Розглянемо ділянку переформування струмини, що починається після відриву.

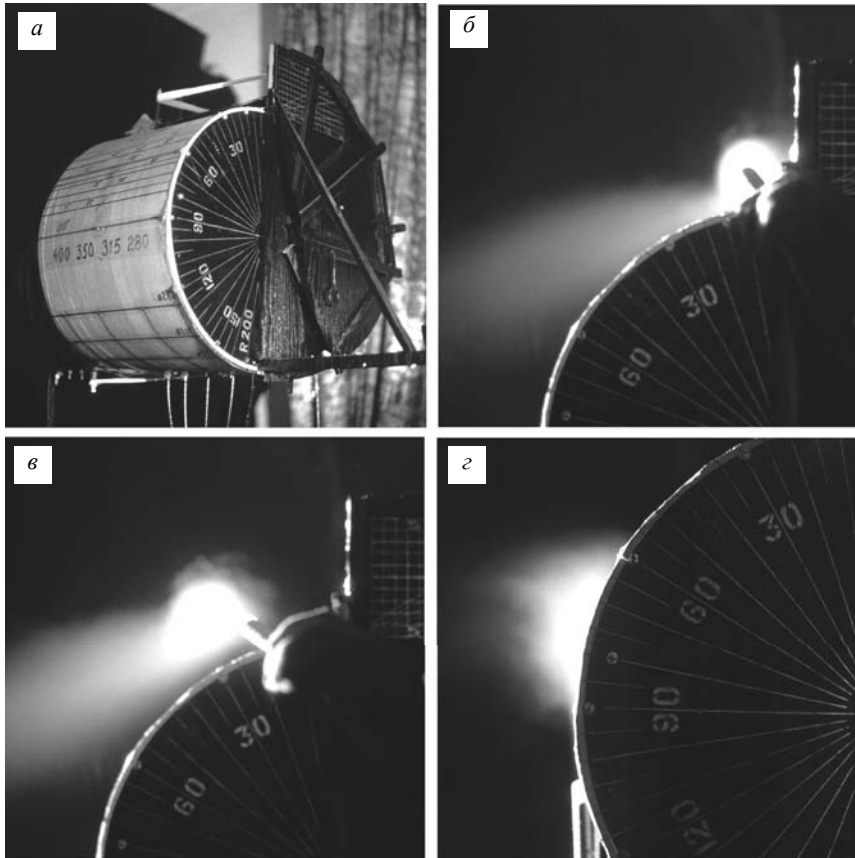


Рис. 6. Універсальна модель повітророзподільника та її візуальні дослідження:
а – модель, б – струмина біля щілини, в – струмина біля кута 30°, г – відрив струмини

РОЗВИТОК СТРУМИНИ ПІСЛЯ ВІДРИВУ

Схема ділянки переформування струмини наведена на рис. 3. Номером 1 позначено шар, що є продовженням струминного шару, а номером 2 – шар, що сформований з пристінного. Початковими умовами є ширина пристінного шару в перерізі відриву $y_{пс,в}$, загальна ширина струмини у відривному перерізі $y_{меж,в}$, а також початкова максимальна швидкість $u_{т,в}$. Застосовується методика, викладена в праці [2]. Прийняті такі припущення:

1. З урахуванням малості частки пристінного примежового шару не враховується переформування його в струминний шар I. Умовно продовжується струминний шар I до відриву, а для стикування витрати повітря вводиться поправочний коефіцієнт, що дорівнює відношенню коефіцієнтів поля пристінного і струминного примежового шару – 2,05. Тобто ширини обох шарів та в цілому струмини після відриву відповідно становлять:

$$B_{в,1} = 2,05y_{пс,в}, \quad (41)$$

$$B_{в,2} = y_{меж,в} - y_{пс,в}, \quad (42)$$

$$B_{в} = B_{в,1} + B_{в,2} = y_{меж,в} + 1,05y_{пс,в}. \quad (43)$$

2. Межею шарів вважається лінія максимальних швидкостей. Так як на лінії максимальних швидкостей похідна швидкості обертається в нуль, то взаємне тертя шарів не враховується.
3. Профілі швидкості зберігають автотодельність в межах кожного шару. Тому коефіцієнти усереднення залишаються незмінними.
4. Струмина розширюється лінійно з кутом розкриття α , що з урахуванням відсутності турбулізації потоку при настиланні на опуклу поверхню близький до $12^\circ 25'$:

$$\bar{B} = B/B_{в} = 1 + \bar{s} \operatorname{tg}(\alpha). \quad (44)$$

Використано декартову систему координат: вісь ординат у прямує в напрямку архімедової сили, а вісь абсцис – перпендикулярно осі ординат в напрямку руху. Також використано криволінійну вісь s , що спрямована вздовж лінії максимальних швидкостей з початком відліку у відривному перерізі. Початок координат збігається із початком осі s .

Вводиться поняття безрозмірної кількості руху:

$$\bar{I} = \frac{I}{I_o} = \frac{\beta k^2 \rho_{сеп} B u_m^2}{\beta k^2 \rho_{сеп,в} B_{в} u_{т,в}^2} = \frac{B}{B_{в}} \frac{u_m^2}{u_{т,в}^2} = \frac{\rho_{сеп}}{\rho_{сеп,в}} \bar{B} \bar{u}_m^2, \quad (45)$$

звідки з урахуванням (44) безрозмірна швидкість повітря становить:

$$\bar{u}_m = \frac{u_m}{u_{m,\epsilon}} = \sqrt{\frac{\bar{I} \rho_{cep,\epsilon}}{\bar{B} \rho_{cep}}} = \sqrt{\frac{\bar{I} T_{cep}}{\bar{B} T_{cep,\epsilon}}} = \sqrt{\frac{\bar{I}}{1 + \bar{stg}(\alpha)} \frac{\overline{\Delta t_{cep}} \left(\frac{T_{cep,\epsilon}}{T_\infty} - 1 \right) + 1}{T_{cep,\epsilon}/T_\infty}} \quad (46)$$

або наближено:

$$\bar{u}_m = u_m/u_{m,\epsilon} = \sqrt{\bar{I} T_{cep} / \bar{B} T_{cep,\epsilon}} \approx \sqrt{\bar{I} T_\infty / \bar{B} T_{cep,\epsilon}} = \sqrt{\bar{I} (T_\infty / T_{cep,\epsilon}) / (1 + \bar{stg}(\alpha))}. \quad (47)$$

Похибка не перевищує 2%, якщо відношення температури T_{cep}/T_∞ знаходиться в межах 0,961...1,041; 3% – 0,943...1,063; 4% – 0,925...1,085 та 5% – 0,907–1,108.

Рівняння збереження теплоти має вигляд:

$$c\rho_{cep} B u_{cep} \Delta t_{cep} = c\rho_\epsilon B_\epsilon u_{cep,\epsilon} \Delta t_{cep,\epsilon}. \quad (48)$$

З урахуванням формули (46) та подібності профілів надлишкових температур маємо безрозмірний максимальний перепад температур:

$$\frac{\overline{\Delta t_{cep}}}{\Delta t_{cep,\epsilon}} = \frac{\overline{\Delta t_m}}{\Delta t_m} = \frac{\rho_{cep,\epsilon} B_\epsilon u_{cep,\epsilon}}{\rho_{cep} B u_{cep}} = \sqrt{\frac{1}{(1 + \bar{stg}(\alpha)) \bar{I}} \frac{\overline{\Delta t_{cep}} \left(\frac{T_{cep,\epsilon}}{T_\infty} - 1 \right) + 1}{T_{cep,\epsilon}/T_\infty}} \quad (49)$$

або наближено з тою ж похибкою, що і безрозмірна швидкість.

$$\overline{\Delta t_{cep}} = \overline{\Delta t_m} = \sqrt{\left(\frac{T_{cep}}{T_{cep,\epsilon}} \right) / \bar{B} \bar{I}} \approx \sqrt{\left(\frac{T_\infty}{T_{cep,\epsilon}} \right) / \bar{B} \bar{I}} = \sqrt{\left(\frac{T_\infty}{T_{cep,\epsilon}} \right) / (1 + \bar{stg}(\alpha)) \bar{I}} \quad (50)$$

Для визначення невідомої безрозмірної кількості руху \bar{I} та побудови форми лінії максимальних швидкостей використовується рівняння кількості руху. В струміні виділяється довільний елементарний шар завдовжки ds . Закон збереження кількості руху має такий вигляд. У проєкціях на вісь x

$$(I + dl) \cos(\theta + d\theta) - I \cos(\theta) = 0. \quad (51)$$

Інтегрування рівняння (51) дає результат:

$$\bar{I} = \cos(\theta_\epsilon) / \cos(\theta). \quad (52)$$

У проєкціях на вісь y :

$$(I + dl) \sin(\theta + d\theta) - I \sin(\theta) = dF_a = (\rho_\infty - \rho_{cep,\epsilon}) g B ds. \quad (53)$$

Різниця густин, що міститься в рівнянні (53), становить:

$$\rho_{\infty} - \rho_{cep,B} = \int_B (\rho_{\infty} - \rho) dB / B = \rho_{\infty} \int_B \left(1 - \frac{T_{\infty}}{T}\right) dB / B \approx \frac{\rho_{\infty}}{T_{\infty}} \int_B \Delta t dB / B = \frac{1}{\beta_{\Delta t}} \frac{\rho_{\infty}}{T_{\infty}} \Delta t_{cep} \quad (54)$$

де $\beta_{\Delta t}$ – температурний аналог коефіцієнта Бусинеска [2]:

$$\beta_{\Delta t} = \Delta t_{cep} / \Delta t_{cep,B} = \int_B \Delta t dB / \Delta t_{cep,1} B u_{cep} = \int_0^1 \overline{\Delta t}_{cep} \bar{u} d(b/B) = 1,36. \quad (55)$$

Рівняння (53) після підстановки формул (44), (49), (52), (54) та критерію Архімеда

$$Ar_{e,m} = g B_e \Delta t_e / T_{\infty} u_{m,e}^2 \quad (56)$$

набуває вигляд:

$$\frac{d\theta}{\cos^{5/2}(\theta)} = \frac{Ar_{e,m} \sqrt{B} d\bar{s}}{\beta_{\Delta t} \cos^{3/2}(\theta_e)} \sqrt{\frac{T_{cep,e}}{T_{\infty}}} = \frac{Ar_{e,m} d\bar{s}}{\beta_{\Delta t} \cos^{3/2}(\theta_e)} \sqrt{\frac{T_{cep,e}}{T_{\infty}} (1 + \bar{s} \operatorname{tg}(\alpha))}. \quad (57)$$

Воно інтегрується від відривного перерізу до поточної координати s при кутах θ і θ_e за модулем до 1,5 рад або 86°. Наприкінці в дужках занесена наближена формула інтеграла лівої частини в межах $0 \dots \theta_e$ з похибкою до 2,55%:

$$\begin{aligned} \operatorname{Int} = \int_0^{\theta} d\theta / \cos^{5/2}(\theta) \approx & \left(0,49 Ar_{e,m} \sqrt{T_{cep,e} / T_{\infty}} \left((1 + \bar{s} \operatorname{tg}(\alpha))^{3/2} - 1 \right) / \cos^{3/2}(\theta_e) \operatorname{tg}(\alpha) \right) + \\ & + \operatorname{sgn}(\theta_e) \left(0,97325 \operatorname{tg}|\theta_e| + 0,12435 \operatorname{tg}^2|\theta_e| - 0,000531 \operatorname{tg}^3|\theta_e| \right), \quad (58) \end{aligned}$$

звідки з похибкою до 2,07%

$$\cos(\theta) \approx 1 / \sqrt{1 + \left(2,9432 \sqrt{|\operatorname{Int}|} + 2,165 - 4,3306 \right)^2}, \quad (59)$$

де $\operatorname{sgn}(x)$ – функція, що дорівнює одиниці при додатному значенні аргументу x , мінус одиниці – при від’ємному та нулю – при нульовому.

Рівняння лінії максимальної швидкості у параметричній формі має вигляд:

$$\bar{x} = \frac{x}{B_e} = \int_0^{\bar{s}} \cos(\theta) d\bar{s} \quad (60)$$

та

$$\bar{y} = \frac{y}{B_e} = \int_0^{\bar{s}} \sin(\theta) ds = \int_0^{\bar{s}} \operatorname{sgn}(Int) \sqrt{1 - \cos^2(\theta)} ds. \quad (61)$$

Інтегрування відбувається за допомогою чисельних квадратур.

Якщо модуль кута θ перевищує 85° , то струмина вважається вертикальною. В цьому випадку кут нахилу струмини θ не змінюється.

Рівняння кількості руху в проекціях на вісь x набуває вигляду $0 = 0$. Замість формули (52) використовуються рівності $\theta = \theta_e = \pi/2$ та $y = s$. Тоді рівняння (57) набуває вигляду:

$$\operatorname{sgn}(\theta) \sqrt{\bar{I}} d\bar{I} = Ar_{e,m} \sqrt{T_{cep,e} / (T_\infty \bar{B})} \bar{B} d\bar{s} / \beta_{\Delta t}. \quad (62)$$

Результат інтегрування:

$$\bar{I} = \operatorname{sgn}(A_I) |A_I|^{2/3}, \quad (63)$$

де $A_I = 1 + (3/2\beta_{\Delta t}) \operatorname{sgn}(\theta) Ar_{e,m} \sqrt{\bar{B} T_{cep,e} / T_\infty \bar{s}}$ – параметр.

Далі за формулами (44), (47), (50) і (52) визначаються безрозмірна максимальна швидкість \bar{u}_m та перепад температур $\bar{\Delta t}_{cep}$.

Якщо необхідно підвищити точність розрахунку, то одержані дані підставляються у формули (46) і (49) для обчислення уточнених значень параметрів струмини. При цьому похибка знижується менше 0,72% при T_{cep}/T_∞ в межах 0,852...1,2. Якщо повторити уточнення, то похибка буде нижче 0,08%.

Результати розрахунку струмини при куті $\alpha_1 = 12^\circ 25'$ наведені на рис. 7. Під час настилання згідно з рис. 5 швидкість повітря затухає в 2 рази. Після відриву швидкість затухає в 2 рази лише на відстані більше десятикратної початкової ширини струмини. Швидший темп затухання струмини спостерігається при критерії Архімеда біля 0,1, якщо вона випускається в напрямку проти сил Архімеда. Темп затухання струмини після відриву близький до вільних струмин. Він не достатній для досягнення допустимої рухливості повітря при стиснених умовах в приміщенні. Тому на відриві від поверхні параметри мають відповідати допустимим.

Для інтенсифікації затухання струмини пропонується виконати однакові симетричні випуски повітря на циліндричній поверхні в одному напрямку. За рахунок взаємного піддуву настилання струмин буде подовжено. Після відриву між струминами утвориться додаткове розрідження, що посилить затухання струмин.

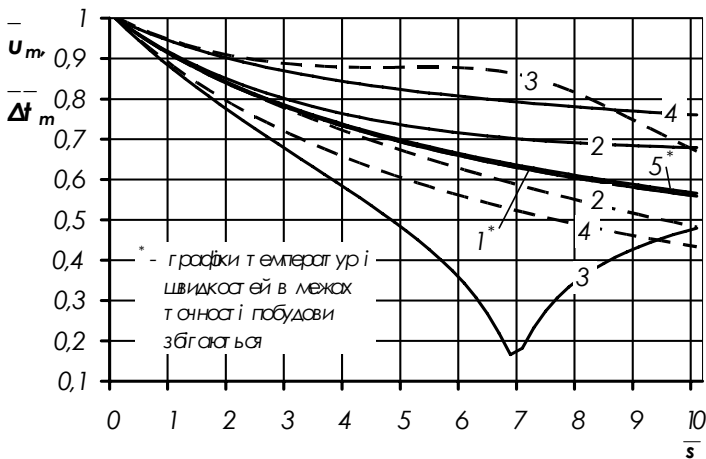


Рис. 5. Безрозмірна максимальна швидкість (неперервні лінії) та перепад температур (пунктирні лінії) в струміні після відриву:
 1 – $\theta_0 = 0$, $Ar_0 = 0$, $T_{cep}/T_\infty = 1$ (ізотермічна струмина); 2 – $\theta_0 = 0$, $Ar_0 = 0,1$, $T_{cep}/T_\infty = 1,1$;
 3 – $\theta_0 = -1,5$, $Ar_0 = 0,1$, $T_{cep}/T_\infty = 1,1$; 4 – $\theta_0 = 1,5$, $Ar_0 = 0,1$, $T_{cep}/T_\infty = 1,1$; 5 – $\theta_0 = 0$,
 $Ar_0 = 0,01$, $T_{cep}/T_\infty = 1,05$

Висновки

1. Аналітична модель струмини, яка випущена тангенціально до опуклої поверхні, показує, що її розвиток залежить від співвідношення ширини щілини і радіуса поверхні настилання. На розвиток неізотермічних струмин під час настилання також впливає співвідношення гравітаційних і доцентрових сил, що характеризується числом криволінійної неізотермічності. На розвиток неізотермічної струмини після відриву впливає співвідношення сил гравітації та інерції, що характеризується критерієм Архімеда;
2. Експериментальні дослідження показали, що висока інтенсивність затухання струмини під час настилання забезпечується при плоскій формі вихідного каналу завдовжки дві ширини щілини. Під час настилання швидкість повітря зменшується в два рази незалежно від співвідношення ширини щілини і радіуса поверхні настилання. Перепад температур на відриві становить 0,6 початкового. Розширення струмини залежить від співвідношення ширини щілини і радіуса поверхні настилання. При відношеннях ширини щілини до радіусу в межах 0,1...0,5 розширення відбувається в 2,4...2,5 рази. При відношенні 0,76 спостерігається значно більше розширення

- струмини – в 4,3 рази. Кут, який проходить струмина під час настилення, становить біля 90° ;
3. Аналітичне дослідження струмини після відриву показали низьку інтенсивність затухання. Після відриву двократне зниження швидкості повітря досягається на відстані більше десятикратної ширини відривного перерізу;
 4. Для інтенсифікації затухання струмини пропонується виконання однакових симетричних випусків повітря тангенціально до циліндричної поверхні. При цьому досягається подовження настилення струмин за рахунок взаємного піддуву та інтенсифікація затухання струмин за рахунок формування зон розрідження між ними.

Література

1. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1960. – 715 с.
2. *Талиев В.Н.* Аэродинамика вентиляции: Учеб. пособие для вузов. – М.: Стройиздат, 1979.–295 с., ил.
3. *Довгалюк В.Б., Мілейковський В.О.* Закономірності підтікання повітря до струмини // Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання: Науково-технічний збірник. Вип. 5. – К.: КНУБА, 2002. С. 22–25.