

УДК 629.735.083

А.М. Овсянкін, к.т.н., с.н.с.¹**Є.О. Шквар**, к.т.н., доц.**В.Г. Демидко**, к.т.н., доц.²**Т.В. Козлова**, к.т.н., доц.

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТУРБУЛЕНТНОЇ ДВОФАЗНОЇ СТРУМИННОЇ ТЕЧІЇ ПІД ЧАС КАПІЛЯРНОГО КОНТРОЛЮ

Національний авіаційний університет

¹E-mail: eush@hotmail.ru²E-mail: t_kozlova@ukr.net

Наведено структурні особливості алгебрично-диференціальної моделі турбулентності, що застосовувалась під час визначення характеристик газорідних струминних течій. Розглянуто вплив геометричних та режимних параметрів струменя, які є визначальними з погляду ефективності здійснення дефектоскопії.

The structural features of algebraically-differential turbulence model have been presented. Model is applied for evaluating of gas-liquid jet flows. The influence of several geometric and regime jet flow parameters prior to flaw deflection determination has been accounted.

Показаны структурные особенности алгебраически-дифференциальной модели турбулентности, используемой при определении характеристик газожидкостных струйных течений. Рассмотрено влияние геометрических и режимных параметров струи, которые являются определяющими с точки зрения эффективности осуществления дефектоскопии.

Постановка проблеми

Безпечна експлуатація сучасних транспортних засобів і, зокрема, літальних апаратів визначається цілісністю високонавантажених елементів конструкцій.

Для своєчасного виявлення пошкоджень застосовують капілярні методи контролю, що передбачають оброблення поверхонь рідинними дефектоскопічними матеріалами за допомогою форсунок [1; 2].

Результати контролю залежать від геометричних та режимних характеристик газорідного струменя.

Ураховуючи широкий діапазон геометричних розмірів елементів конструкції, для перевірки цілісності яких застосовують капілярний метод контролю, режимні параметри струминної течії повинні розрізнятися, що суттєво впливатиме і на режим течії. У цьому випадку можна очікувати реалізації як ламінарного, так і турбулентного режимів чи перехідного від одного до іншого.

Моделі турбулентності, побудовані на основі принципу локальної рівноваги, за неповністю розвиненої турбулентної течії потребують додаткових уточнень, що враховують порушення цього принципу в низькорейнольдсових зонах, які формуються в околі обтічної поверхні.

У разі натікання струменя на поверхню під прямим кутом у контексті розглядуваної проблематики є умови формування та характеристики течії безпосередньо біля стінки для запобігання розтіканню рідини, тому потрібно розробити таку модель турбулентності, яка забезпечить достатньо коректне відтворення характеристик турбулентного руху поблизу обтічної поверхні з урахуванням геометричних особливостей струминної течії, та її адаптація до умов натікання струминної течії на тверду поверхню під прямим кутом.

Аналіз досліджень і публікацій

Використання капілярного контролю є ефективним методом дослідження цілісності поверхонь [3], але він розвивається переважно емпіричним шляхом.

Різні можливості застосування цього методу зумовлюють необхідність його адаптації та оптимізації під конкретні очікувані умови використання, що робить актуальним побудову математичної моделі процесів, зокрема, струминного оброблення поверхні газорідною сумішшю.

Дослідження авторів висвітлені в публікаціях [1; 2].

У роботі [1] розглянуто постановку завдання дефектоскопії поверхонь із використанням газорідних струминних течій, запропоновано емпіричний метод розрахунку визначальних характеристик потоку, сформульовано постановку задачі числового розрахунку такої конфігурації.

У роботі [2] наведено деталі числового методу, який реалізує процес розв'язання цієї задачі, розглянуто технологію обчислень переважно ламінарних течій без належного врахування особливостей впливу турбулентності.

Пріоритетом дослідження є розгляд питання, пов'язаного з урахуванням турбулентної складової руху.

Необхідність низькорейнольдсових уточнень поблизу обтічної поверхні реалізується введенням у ряд членів диференціальних рівнянь перенесення складових турбулентного руху та формули турбулентної в'язкості відповідних демпфувальних поправок. Ці поправки мають малу фізичну достовірність і можуть лише забезпечити структурним елементам диференціальних рівнянь моделі турбулентності потрібну асимптотику [3; 4].

Такий підхід не можна вважати задовільним для вирішення поставленої проблеми, оскільки саме окіл поверхні є найбільш визначальною ділянкою формування струминної течії при моделюванні ефекту формування рідинної плівки на досліджуваній поверхні.

Експериментальні методи тут також досить обмежені щодо отримання надійної інформації через порівняльно малі витрати рідини та газу і складність кількісного оцінювання параметрів течії через невеликі розміри ділянки формування струменя.

Ці проблеми та обмеження визначають як перспективну методику дослідження, яка ґрунтується на використанні математичного апарату та технологій напівемпіричного моделювання з використанням гібридних підходів до побудови моделей турбулентного руху.

Таким чином головне завдання дослідження полягає в узагальненні розвиненої в роботах [1; 2] моделі натікання вільного струменя на стінку на випадок умов, за яких реалізується формування турбулентного режиму як у струмені, що натікає на поверхню, так і в течії, що розтікається вздовж неї.

Мета роботи – побудова математичної моделі формування струменя, який натікає на поверхню під прямим кутом за умови реалізації турбулентного режиму, що дає змогу аналізувати та оптимізувати параметри течії і сприяє удосконаленню та підвищенню ефективності технології контролю неушкодженості поверхонь різноманітних елементів конструкцій та вузлів сучасних високонавантажених транспортних і, зокрема, авіаційних засобів.

Основними геометричними складовими течії, що покладені в основу побудови математичної моделі, є діаметр сопла форсунки D та відстань від сопла до поверхні L (рис. 1).

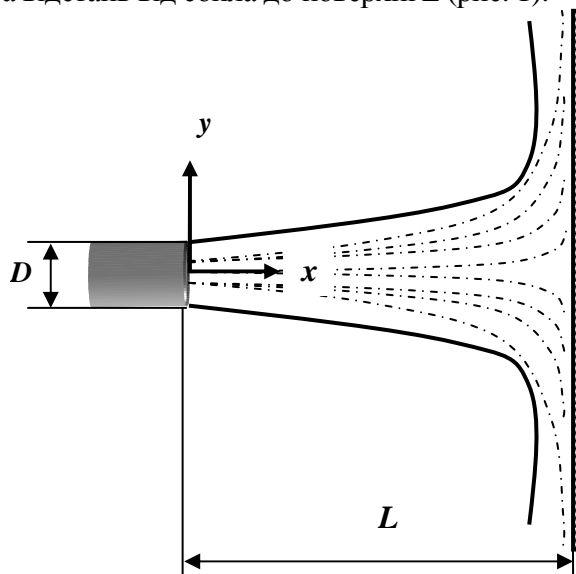


Рис. 1. Принципова схема формування струменя, що натікає на поверхню

Розглядувана течія характеризується об'ємними витратами газу Q_1 і рідкої фази Q_2 .

Межі газового струменя на рис. 1 зображено суцільними лініями, а розтікання рідинної складової, яка ежектується повітрям із сопла, інтенсивно диспергує в струмені, після чого осідає у вигляді плівки на поверхні – штрихпунктиром.

Типові умови для ефективного здійснення капілярного контролю визначимо такими параметрами:

– діаметр сопла:

$$d = 1-4 \text{ мм};$$

– швидкість інжекції струменя:

$$u_o = 60-100 \text{ м/с};$$

– робочий газ – стиснуте повітря:

$$\Delta P \approx 5 \cdot 10^5 \text{ Па};$$

– робоча рідина – вода з фарбником та малими концентраціями (2–5%) поверхнево-активних речовин;

– вагова концентрація рідини в газокрапельній суміші:

$$c = 0,03-0,06;$$

– середній діаметр крапель рідини:

$$d = 0,01 \text{ мм};$$

– відстань від сопла до поверхні натікання:

$$L = 30-60 \text{ мм}.$$

На основі сформульованих умов течію вважаємо нестисливою

$$M = \frac{u_o}{a}; \quad M = \frac{100}{330} = 0,3,$$

а крапельну фазу – пасивною домішкою, якій через малі розміри крапель та незначний вміст у газовому потоці не притаманні різко виражені власні інерційні властивості та яку можна описувати рівнянням переносу її концентрації c .

Вибір моделі турбулентності

Ураховуючи симетричність струменя відносно його осі, використаємо для запису і подальшого розв'язування вихідних рівнянь, як і в роботі [2], декартову систему координат XOY . Початок цієї системи лежить на осі сопла в перерізі вихідного зрізу сопла. Поздовжня вісь OX збігається з віссю сопла, а вісь OY спрямована вздовж радіального напрямку (рис. 1).

Цю систему слід замкнути, використавши для визначення v_r відповідну модель турбулентності.

Найбільш ефективною для вільних течій та зовнішньої ділянки пристінних течій є двопараметрична дисипативна диференціальна $k-\varepsilon$ модель турбулентності, але вона має суттєвий недолік – низьку обґрунтованість поблизу обтічної поверхні [4; 5; 6].

В околі обтічної поверхні є добре адаптованими алгебричні моделі, але вони неефективні під час дослідження течій, в яких відсутній чи суттєво змінний (як у розглядуваному випадку) переважний напрямок розвитку течії. Тому в цьому випадку застосовано гібридний підхід [6; 7], що логічно об'єднує обидва класи моделей, ефективно використовуючи в разі їх локального застосування переваги кожного з них та мінімізуючи вплив притаманних їм недоліків.

Доповнивши систему рівнянь руху рівняннями запропонованої моделі турбулентності, запишемо остаточну систему таким чином:

$$\frac{\partial y^\alpha \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial y^\alpha \bar{v}}{\partial y} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{1}{y^\alpha} \left[\frac{\partial y^\alpha \bar{u} F}{\partial x} + \frac{\partial y^\alpha \bar{v} F}{\partial y} \right] = \frac{1}{y^\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_F y^\alpha \frac{\partial F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_F y^\alpha \frac{\partial F}{\partial y} \right) \right] + S_F. \quad (2)$$

Рівняння (1) є рівнянням нерозривності рівнянню (2) – рівняння перенесення узагальненої змінної

$$F = \{\bar{u}, \bar{v}, \bar{c}, \bar{k}, \bar{\varepsilon}\}.$$

Згідно з загальноприйнятою практикою рівняння (1), (2) подано в безрозміреному вигляді.

Обезрозмірені координати \bar{x} та \bar{y} беруться як відношення x та y до діаметра сопла, який і використовується надалі як характерний масштаб довжини, тобто

$$\bar{x} = \frac{x}{D};$$

$$\bar{y} = \frac{y}{D}.$$

Складові швидкості u і v обезрозмірюються за допомогою відношення до характерної швидкості обраної як швидкість на зрізі сопла u_o , тобто

$$\bar{u} = \frac{u}{u_o};$$

$$\bar{v} = \frac{v}{u_o}.$$

Тиск p , кінетична енергія турбулентності k та швидкість її дисипації ε обезрозмірюються таким чином:

$$\bar{p} = \frac{p}{\rho u_o^2};$$

$$\bar{k} = \frac{k}{\rho u_o^2};$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon D}{\rho u_o^3},$$

де ρ – густина рідини.

Показник степеня χ використовує наведену систему для моделювання як плоских течій ($\alpha = 0$), так і вісесиметричних ($\alpha = 1$).

Символом Γ_F позначено обезрозмірені дифузійні коефіцієнти, що обчислюються через кінематичний коефіцієнт ефективної в'язкості

$$v_{eff} = v + v_t$$

чи його складові.

Кінематичний коефіцієнт молекулярної в'язкості v , кінематичний коефіцієнт турбулентної в'язкості v_t подані також в обезрозміреному вигляді:

$$\bar{v}_{eff} = \bar{v} + \bar{v}_t;$$

$$\bar{v}_t = \frac{v_t}{u_o D};$$

$$\bar{v} = \frac{v}{u_o D} = \frac{1}{Re}.$$

Характерне для струминної течії число Рейнольдса обчислене за діаметром сопла D та швидкістю на його зрізі u_o :

$$Re = \frac{u_o D}{v}.$$

Концентрація рідкої фази c обезрозмірюється за її значенням у початковому перерізі c_o :

$$\bar{c} = \frac{c}{c_o}.$$

Символ S_F в рівнянні (2) позначає джерельні члени.

Визначення Γ_F та S_F наведено в таблиці.

Молекулярне Sc та турбулентне Sc_t числа Шмідта визначаються фізично-хімічними властивостями рідкої фази та супутнього газового потоку.

Розглядаючи рідинну фазу як дрібнодисперсний аерозоль, що має властивості пасивної домішки малої концентрації достатньо коректним вважатимемо наближений спосіб визначення чисел Шмідта [8]:

$$Sc \approx 1;$$

$$Sc_t = (0,91 + 0,13Sc^{0,546})^{-1} = 0,96.$$

Коефіцієнти у виразах складових рівнянь (2) мають такі усталені значення:

$$\sigma_k = 1;$$

$$\sigma_\varepsilon = 1,3;$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44;$$

$$C_{\varepsilon 2} = 1,92.$$

Система рівнянь (1), (2) має еліптичний тип за просторовими координатами, що передбачає постановку граничних умов на всіх межах розрахункової області.

У початковому розрахунковому перерізі за $\bar{x} = 0$:

$$\bar{u} = f_1(\bar{y});$$

$$\bar{v} = 0;$$

$$\bar{c}_o = f_2(\bar{y});$$

$$\bar{k} = f_3(\bar{y});$$

$$\bar{\varepsilon} = f_4(\bar{y}).$$

Достатній рівень наближення забезпечується вибором функцій $f_i(\bar{y})$ $i=1+4$.

На нормальній до осі струменя поверхні за $x = L$:

$$\bar{u} = 0;$$

$$\bar{v} = 0.$$

(4)

Параметри рівняння (2)

F	$\bar{\Gamma}_F$	S_F
\bar{u}	$Re^{-1} + \nu_t$	$\frac{1}{y^\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\nu_{eff} y^\alpha \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\nu_{eff} y^\alpha \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} \right) \right] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}}$
\bar{v}	$Re^{-1} + \nu_t$	$\frac{1}{y^\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\nu_{eff} y^\alpha \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\nu_{eff} y^\alpha \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \right) \right] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} - 2\nu_{eff} \alpha \frac{\bar{v}}{\bar{y}^2}$
\bar{c}	$\frac{Re^{-1}}{Sc} + \frac{\nu_t}{Sc_t}$	0
\bar{k}	$Re^{-1} + \frac{\nu_t}{\sigma_k}$	$\bar{P} - \varepsilon,$ $\bar{P} = \nu_t \left[2 \left(\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \right)^2 + \chi \left(\frac{\bar{v}}{\bar{y}} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} \right)^2 \right]$
$\bar{\varepsilon}$	$Re^{-1} + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} (c_{\varepsilon 1} \bar{P} - c_{\varepsilon 1} \bar{\varepsilon})$

Граничні умови для характеристик турбулентності за $x=L$ формулюються в околі стінки на відстані від неї:

$$x_1^* = \frac{40\nu}{\nu_*};$$

$$\bar{k} = \frac{\nu_*^2}{u_o^2 \sqrt{C_\mu}};$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\nu_*^3}{u_o^3 \chi x_1^*},$$

де ν_* – динамічна швидкість:

$$\nu_* = \sqrt{\tau_w / \rho};$$

$\chi = 0,4$ – коефіцієнт Кармана;

x_1 – координата, що відраховується за нормаллю від стінки, тобто

$$x_1 = L - x.$$

На відміну від методу пристінних функцій умови (5) задаються не в першому від стінки сітковому вузлі, а в тому вузлі, координата x_1 якого є найближчою до значення x_1^* .

На зовнішній межі логічним є завдання умов відсутності зміни параметрів:

$$\bar{y} = \bar{y}_H; \quad (6)$$

$$\bar{y} \approx 20 + 30;$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0;$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0;$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0;$$

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0;$$

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0.$$

На осі струменя, враховуючи симетрію течії, за $\bar{y} = 0$ задамо:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0;$$

$$\bar{v} = 0;$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0;$$

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0;$$

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0.$$

(8)

Гібридна алгебрично-диференціальна модель турбулентної в'язкості

Дифузійні коефіцієнти турбулентного обміну за розробленим методом визначатимуться на основі комбінованої алгебрично-диференціальної моделі турбулентності, що була побудована Є.О. Шкваром [7] на базі алгебричної моделі В.Т. Мовчана [6] та диференціальної двопараметричної моделі Джонса–Лаундера [4; 5; 7].

Із першої моделі використано загальний принцип об'єднання залежностей для внутрішньої та зовнішньої ділянок пристінної течії:

$$v_t = v_{twake} \operatorname{th} \frac{v_{twall}}{v_{twake}} \quad (9)$$

та добре адаптовану до опису турбулентної в'язкості v_t у внутрішній ділянці формулу

$$v_{twall} = \chi_1 x_1^+ v \sqrt{\tau} D_m; \quad (10)$$

$$D_m = \operatorname{th} \frac{\operatorname{sh}^2[\chi_1 x_1^+ \sqrt{\tau}] \operatorname{th}[\operatorname{sh}^2(\chi_2 x_1^+ \sqrt{\tau})]}{\chi_1 x_1^+ \sqrt{\tau}};$$

$$\bar{\tau} = 1 + \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \bar{x} \quad \text{за} \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \geq 0;$$

$$\bar{\tau} = 1 / \left(1 - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \bar{x} \right) \quad \text{за} \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} < 0,$$

$$\chi_1 = 0,068 - 0,072;$$

$$\chi_2 = 0,223,$$

де χ_1, χ_2 – модельні коефіцієнти.

Для зовнішньої ділянки використано диференціальну $k-\varepsilon$ модель

$$v_{twake} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}; \quad (11)$$

$$C_\mu = 0,09,$$

оскільки вона найбільшою мірою є адаптована до характеристик турбулентної течії.

Для врахування впливу шорсткості чи регулярного профілювання поверхні використано модифіковане зображення в модель (10) нормальної координати

$$x_1 = \frac{x_1^+ v}{v_*}$$

Величина масштабованого у координатах закону стінки значення x_1^+ визначається згідно з модифікованим Є.О. Шкваром [7] підходом І.К. Ротта [9] таким співвідношенням

$$y_1^+ = \begin{cases} 0 & \text{за } s \leq 0; \\ s & \text{за } s > 0; \end{cases} \quad (12)$$

$$s = y^+ + \Delta y_{rh}^+,$$

де Δy_{rh}^+ – узагальнений параметр, що враховує вплив будь-якого виду шорсткості обтічної поверхні та мікропрофілювання поверхні, які приводять до модифікації опору тертя.

Уведення зазначеної функції зсуву дозволяє врахувати в моделі (10) відомий з численних експериментальних досліджень ефект впливу шорсткості чи мікрорифлення поверхні, який полягає у зсуві логарифмічної ділянки профілю осередненої швидкості в координатах закону стінки та напівлогарифмічному зображенні вниз чи вгору відносно його положення для гладкої поверхні на деяку величину Δu^+ .

Величина Δu^+ , у свою чергу, є функцією геометричних параметрів шорсткості чи мікропрофілювання обтічної поверхні, віднормованих, як правило, у масштабах закону стінки, зокрема, висоти шорсткості

$$h^+ = \frac{h v_*}{v}$$

На відміну від підходу І.К. Ротта, згідно з яким вплив шорсткості проявляє себе зсувом логарифмічної ділянки профілю швидкості в напівлогарифмічних координатах виключно вниз відносно його положення для гладкої поверхні, а функції Δu_{rh}^+ та Δy_{rh}^+ набувають лише додатних значень, функції можуть набувати від'ємних значень, що відповідає випадку зменшення опору тертя за рахунок спеціальних видів регулярного мікрорельєфу обтічної поверхні у вигляді поздовжнього рифлення чи інжекції полімерів.

Функціональну залежність

$$\Delta y_{rh}^+ = f(\Delta u_{rh}^+)$$

для різноманітної шорсткості визначено в роботі [7].

Між Δu_{rh}^+ та Δy_{rh}^+ існує взаємно однозначна залежність.

Однією з причин виникнення впливу на параметри струменя мікрорельєфу обтічної поверхні можуть бути несприятливі експлуатаційні умови, які спричиняють втрати поверхнею цілісності.

Для врахування в розрахунковому методі ефекту цього впливу використано подання залежності між зсувними параметрами Δu_{rh}^+ та Δy_{rh}^+ у такому вигляді [7]:

$$\Delta y_{rh}^+ = \begin{cases} \chi_1^{-1} \operatorname{arctg}[\chi_1(\Delta u_{rh}^+)] & \text{за } h^+ \leq h^*; \\ h^+ \exp(\chi B) & \text{за } h^+ > h^*, \end{cases} \quad (13)$$

$$\Delta u_{rh}^+ = \chi^{-1} \ln h^+ - B + C_{sm};$$

$$h^* = y^* \exp(\chi B);$$

де B – стала логарифмічного закону у традиційній для шорстких поверхонь формі подання:

$$u^+ = \chi^{-1} \ln \left(\frac{y}{h} \right) + B;$$

$C_{sm} \approx 5$ – стала логарифмічного закону для гладкої поверхні;

$y^* \approx 29$ – значення ординати початку логарифмічної ділянки швидкості в координатах закону стінки.

Аналіз існуючих експериментальних даних демонструє відсутність універсального співвідношення між Δu_{rh}^+ та геометричними параметрами мікрорельєфу. Для визначення цієї залежності використовуємо інформацію емпіричного походження та результати експериментального дослідження формування примежового шару на рифленій поверхні з дванадцятьма різними за формою та розмірами профілями рифлення [10].

Інформацію про деформацію профілю осередненої швидкості апроксимували у вигляді залежності $B(h^+)$, яка і замикала модель врахування впливу шорсткості обтічної поверхні (12).

Результати відтворення розрахунковим шляхом (лінії) розподілів осередненої швидкості $u^+ = f(y^+)$ в напівлогарифмічній шкалі для профілів показано на рис. 2.

Жирною лінією показано профіль швидкості для гладкої поверхні. Лінії, що лежать вище неї, відповідають рифленню з характеристиками, у разі яких досягається зменшення опору тертя. Профілі, що проходять нижче, відповідають іншим геометричним характеристикам мікрорельєфу, який проявляє себе як шорсткість, що традиційним чином збільшує тертя. Рис. 2 демонструє здатність побудованої моделі (13) враховувати особливості впливу мікрорельєфу обтічної поверхні на профілі осередненої швидкості пристінної течії.

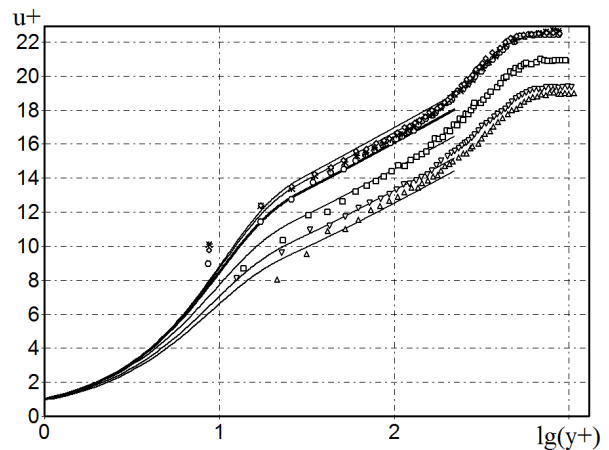


Рис. 2. Профілі поздовжньої складової осередненої швидкості в турбулентному примежовому шарі $u^+ = f(y^+)$ в напівлогарифмічному зображенні: точки – дані роботи [10]; лінії – розрахунки

Таким чином, рівняння (1), (2) разом із граничними умовами (3)–(8) та гібридною моделлю турбулентності (9)–(13), адаптованою до вирішення задачі формування струменя, що натікає під прямим кутом на стінку, повністю формулюють крайову задачу Коші.

Доповнення результатів [1; 2] моделлю турбулентності не змінюють принциповим чином розрахункової процедури через структурну схожість транспортних рівнянь (2).

Використання поблизу стінки алгебричної моделі покращує адаптацію диференціальної моделі до методу розрахунку і зменшує ресурсомісткість останнього.

Одним із нагальних питань, що потребують подальшого доопрацювання та інтеграції в метод розрахунку, є розгляд формування рідинної плівки на стінці під дією напружень зсуву на межі поділу фаз.

Висновки

1. Подано постановку задачі розрахунку параметрів турбулентного двофазного струменя, що натікає на плоску чи циліндричну поверхню під прямим кутом, і визначено основні геометричні і режимні параметри, що обумовлюють її формування. Складено систему рівнянь, що описує цю течію під час турбулентного режиму обтікання.

2. Обґрунтовано переваги використання для задачі гібридної алгебрично-диференціальної моделі турбулентності, яка найкраще використовує переваги та мінімізує недоліки алгебричної моделі поблизу обтічної поверхні та диференціальної $k - \epsilon$ моделі на віддалі від неї.

3. На основі аналізу отриманих результатів визначено напрями подальшого розвитку і вдосконалення розробленої методології.

Література

1. Овсянкін А.М. Особливості струменевої обробки циліндричних поверхонь при капілярному контролі / А.М. Овсянкін, В.Г. Демидко, Є.О. Шквар // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2004. – № 2. – С. 32–35.

2. Розрахунок параметрів багатофазного струменя при капілярному контролі внутрішніх циліндричних поверхонь / А.М. Овсянкін, Є.О. Шквар, В.Г. Демидко, Т.В. Козлова // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2008. – № 3. – С. 47–51.

3. Контроль дисков роторов ТВД и ТНД газовых турбин ГТК-10-4 методами неразрушающего контроля / И.И. Крюков, В.Г. Агузумцян, Н.А. Калинин та ін. – 2008. – Режим доступу: <http://ndt.org.ua/rus/articles/?id=170>.

4. Белов И.А. Теплоотдача и сопротивление пакетов труб / И.А. Белов, Н.А. Кудрявцев. – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 223 с.

5. Белов И.А. Моделирование гидромеханических процессов в технологии изготовления полупроводниковых приборов и микросхем / И.А. Белов, В.А. Шеленшкевич, Л.И. Шуб. – Л.: Политехника, 1991. – 287 с.

6. Мовчан В.Т. Різномірневі математичні моделі коефіцієнта турбулентної в'язкості / В.Т. Мовчан, Є.О. Шквар // Прикладна гідромеханіка. – 2010. – Т. 12, № 1. – С. 55–67.

7. Шквар Є.О. Математичне моделювання турбулентних пристінних струменів на рифленій поверхні / Є.О. Шквар // Системи управління, навігації та зв'язку: зб. ХУПС та ЦНДІНУ. – 2010. – Вип. 2 (14). – С. 152–157.

8. Рейнольдс А. Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях: пер. с англ. / А. Дж. Рейнольдс – М.: Энергия, 1979. – 408 с.

9. Ротта И. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости / И.К. Ротта. – Л.: Судостроение, 1967. – 232 с.

10. Effect of Riblet Shape on Turbulent Drag Reduction / S. Okamoto, T. Uchida, T. Yoneyama, et al. // Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. – 2000-02. – Vol. 66(642). – P. 60–68.