

Є.О. Шквар, канд. техн. наук,  
Т.В. Козлова, канд. техн. наук  
Національний авіаційний університет, м. Київ,  
А.О. Бондарець, канд. техн. наук  
Інститут органічної хімії НАН України, м. Київ

## ФІЗИЧНЕ ТА МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ НАПІВ ОБМЕЖЕНИХ ТУРБУЛЕНТНИХ СТРУМЕНЕВИХ ТЕЧІЙ НА ОРЕБРЕНИХ ПОВЕРХНЯХ

*Представлены описание экспериментальной установки и некоторые результаты измерений характеристик турбулентных пристенных струй на профилированной поверхности, а также предложены соответствующие математическая модель и метод расчета. Продемонстрирована возможность воспроизведения расчетным путем характерных особенностей деформации распределений ряда определяющих локальных характеристик течения. Определены приоритетные направления применения разработанного численного метода.*

*The description of experimental facilities and some results of measurements of turbulent wall jets on a ribbed surface together with corresponding mathematical model and numerical method are proposed. The ability of predicting the distribution deformation of principal local flow characteristics, obtained experimentally, is demonstrated. The perspective directions of the developed method of calculations are determined.*

### Постановка проблеми

Одними з нагальних потреб для широкого кола різноманітних промислових застосувань, зокрема, транспортної галузі, є достовірне визначення характеристик турбулентних течій поблизу обтічних поверхонь та розробка методів управління ними заради модифікації опору тертя, інтенсифікації процесів теплообміну та перешкодження відриву. Пристінні струмені є визнаним та апробованим часом засобом управління, що дозволяє ефективно впливати на два останні з перелічених вище чинників. Формування пристінного струменя здійснюється шляхом інжекції додаткової кількості рідини чи газу поблизу обтічної поверхні у дотичному до неї напрямку. Практично це знаходить застосування в конструкціях щільних засобів механізації крила переважної кількості сучасних літаків, а також при встановленні двигуна над крилом з метою покращення несучих властивостей шляхом використання ефекту Коанда на тій частині поверхні, яка обтікається газовим струменем за двигуном. Пристінні струмені знаходять також ефективне застосування і як засіб захисту закритих поверхонь від дощу та снігу, а також, навпаки, для охолодження термонапружених поверхонь, зокрема, елементів камер згоряння від нагрівання.

Враховуючи значну кількість параметрів, що визначають режим формування пристінної струменевої течії, та складність їх перерахунку з модельних умов на натурні, експериментальні методи досліджень відіграють тут вагомий роль як джерело інформації щодо властивостей даного виду течії, але пріоритетним напрямом сучасних досліджень слід все ж визнати побудову відповідних математичних моделей, що узагальнюватимуть емпірично визначені залежності на рівні більш універсальних взаємозв'язків та законів, які визначають рух рідини.

При моделюванні характеристик пристінних струменів, зважаючи на підвищений рівень тепло- та масообмінних процесів поблизу поверхні обтікання, одним з найвагоміших факторів, що підлягають коректному врахуванню, є рельєф обтічної поверхні. Так, поверхня, яку вважатимемо гідро- чи аеродинамічно гладкою при обтіканні приграничним шаром, в умовах формування на ній пристінного струменя через підвищене тертя вже може проявляти себе як шорстка. Ця обставина зумовлює необхідність урахування відповідною математичною моделлю турбулентного пристінного струменя особливостей рельєфу обтічної поверхні, що й визначає проблематику даного дослідження.

### Аналіз досліджень

Дослідження напівобмежених струменів тісно пов'язані з іменами Г.Н. Абрамовича, М.І. Акатнова, М. Глаурера, А.С. Гіневського [1], Т. Себісі, П. Бредшоу [2], І.К. Ротта [3]. Особливо слід відзначити здобутки школи Київського інституту інженерів цивільної авіації (КІЦА, КІЦПФ, КМУЦА), заснованої А.М. Мхітаряном по управлінню приграничним шаром і, зокрема, дослідженню струменевих течій, які були спрямовані не лише на пошук можливостей запобігання відриву, а й боротьби з обледенінням [4].

Сучасні дослідження пристінних струменів проводяться у напрямку пошуку шляхів модифікації структури течії, таких, зокрема, як встановлення поблизу обтічної поверхні маніпуляторів великомасштабними вихровими складовими турбулентного руху [5], а також вивчення взаємодії струменевих течій із структурою рельєфу обтічної поверхні [6, 7].

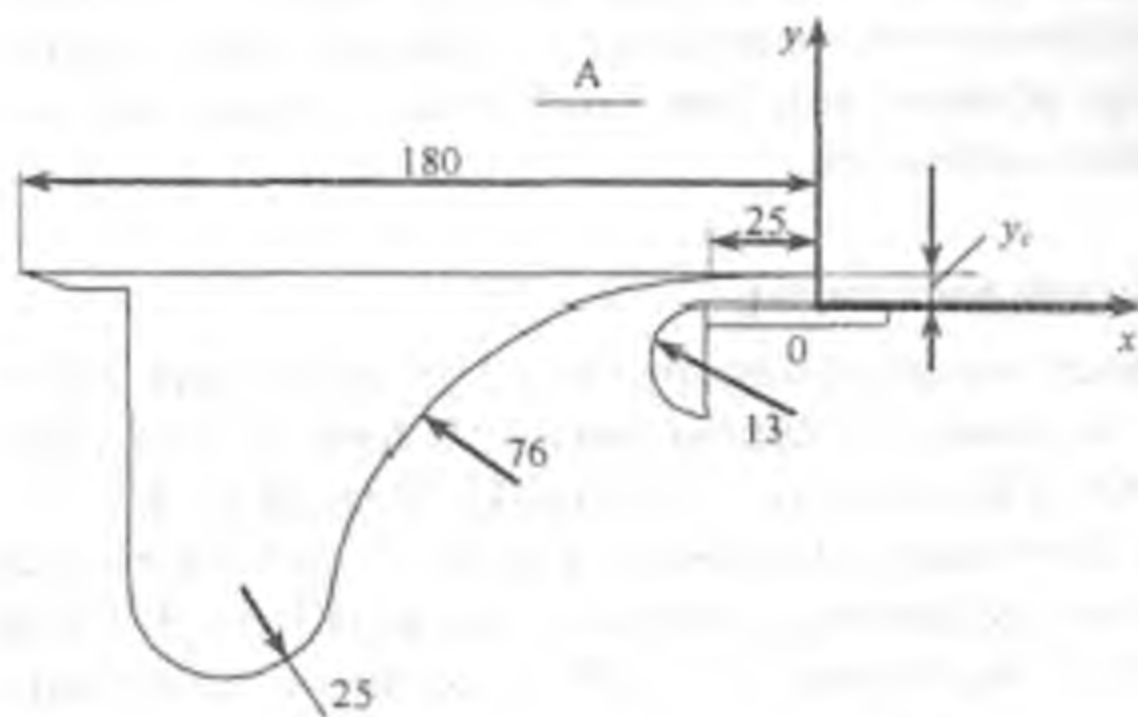
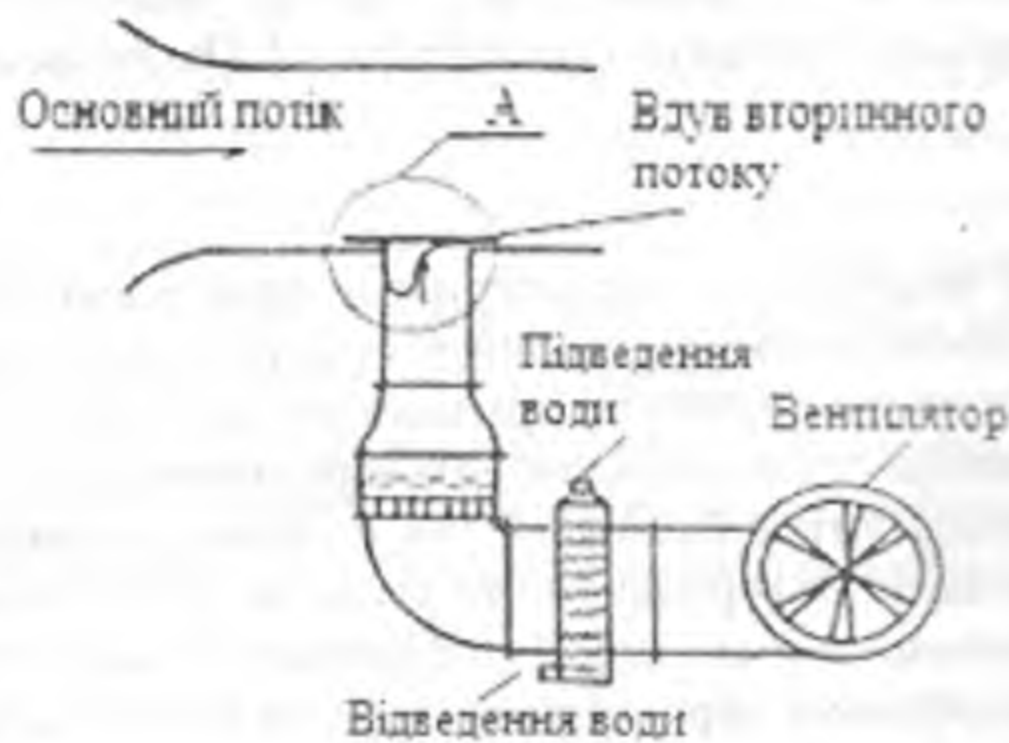
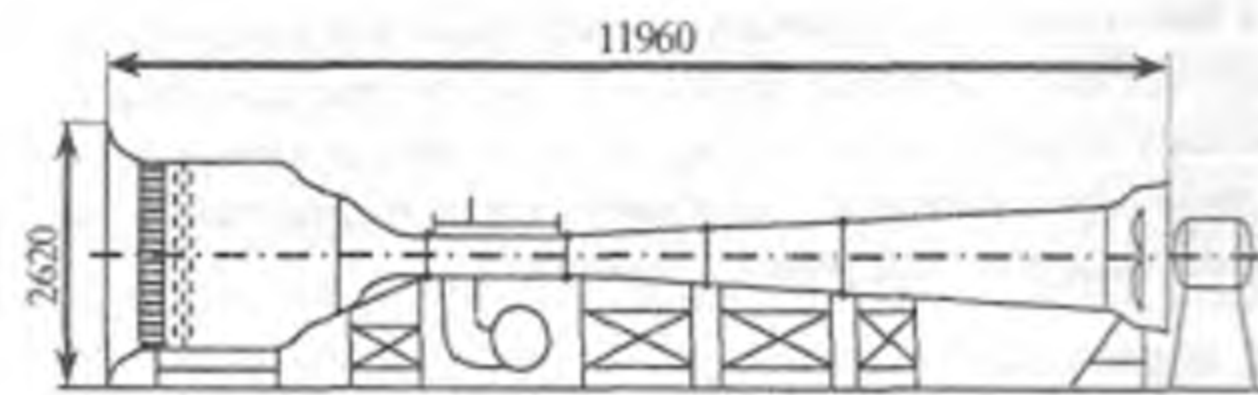
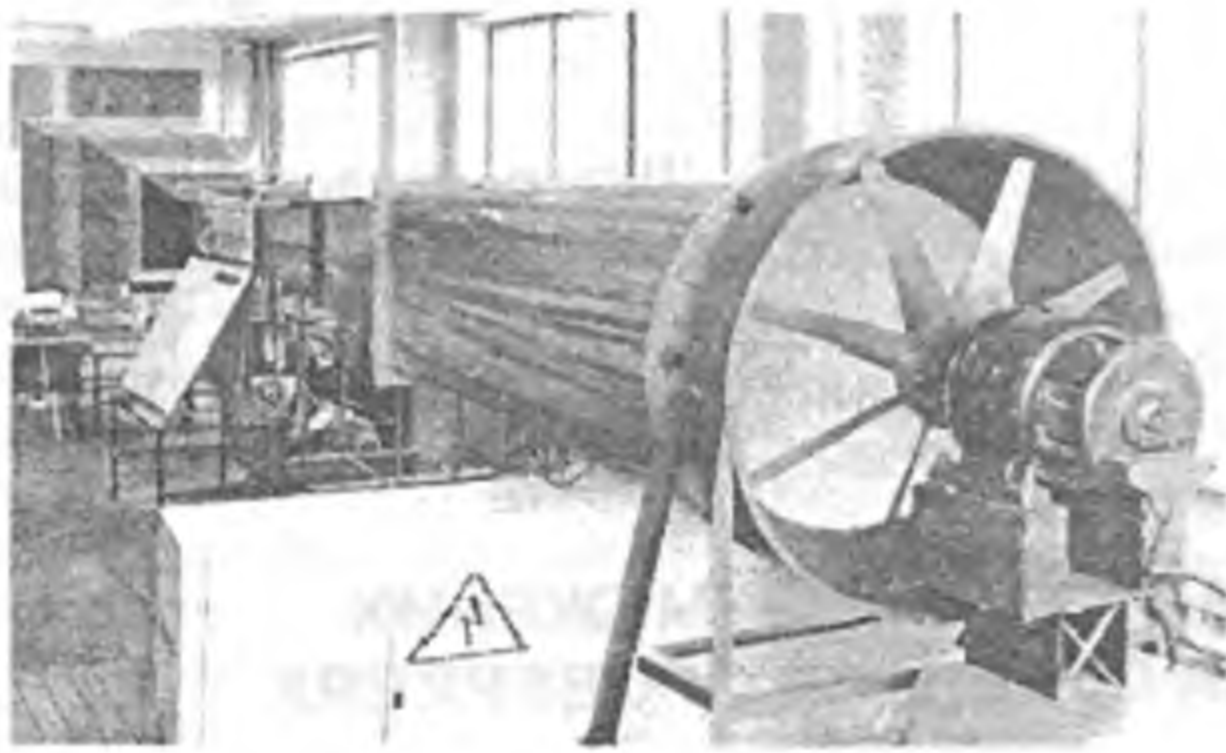


Рис. 1. Експериментальна установка для створення напівобмежених струменів [10]: а — зовнішній вигляд; б — схема установки; в — пристрій вдування вторинного потоку; г — конфігурація слоттера.

Дослідження впливу шорсткості обтічної поверхні на приграничний шар проводилися в [1–3]. В КІІЦА масштабно досліджувалися ребристі поверхні з регулярними заглибленнями різної геометрії [7–11]. Слід відзначити переважно експериментальний характер цих досліджень, що

можна пояснити як складністю математичного опису процесів турбулентного обміну, так і недостатньою вивченістю зазначених вище методів управління структурою турбулентного руху. Це підтверджує наукову актуальність проведення подальших більш ретельних фізичних експериментів по вивченню даного виду течій і побудови відповідних математичних моделей з якомога коректним урахуванням дії управляючих факторів. Прикладна значущість даних досліджень полягає в отриманні можливості здійснення оптимізації геометричних та режимних характеристик формування досліджуваних течій, що є важливим елементом проектування високотехнологічного обладнання різноманітного призначення, де передбачається використання течій даного типу.

Метою даної статті є встановлення методами фізичного моделювання якісних та кількісних закономірностей, притаманних турбулентним стаціонарним плоским пристінним струменям, що формуються на поздовжньо чи поперечно оребреній обтічній поверхні, а також побудова і тестування відповідної математичної моделі.

#### Експериментальне устаткування

З метою проведення фізичних експериментів було спроектовано і збудовано аеродинамічну трубу прямої дії, оздоблену пристроєм вдування вторинного потоку [10], фотографія та конструктивна схема якої представлені на рис. 1. Установка дозволяє створювати напівобмежені струмені у супутньому повітряному потоці з різною конфігурацією епюри швидкості як на гладкій, так і на шорсткій чи профільованій обтічній поверхні (рис. 2).

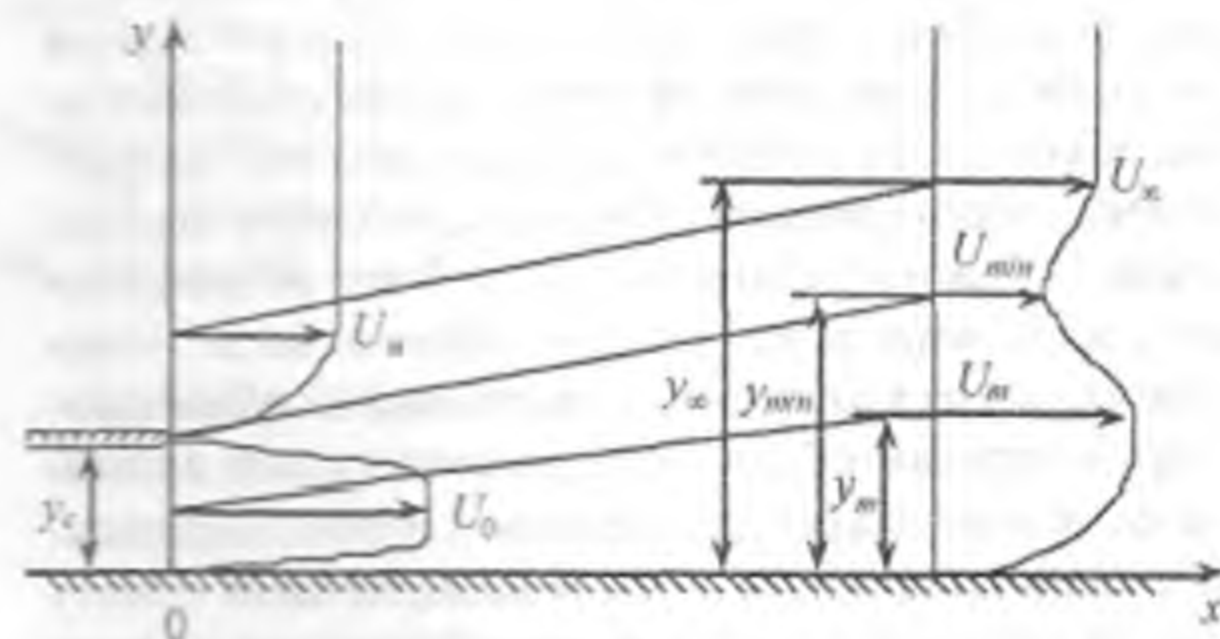


Рис. 2. Епюра швидкості напівобмеженого струменя:  $x$  — відстань від зрізу сопла вздовж напрямку розвитку течії;  $y_c$  — висота сопла устаткування для вдування вторинного потоку (слоттера);  $U_0$  — швидкість вторинного потоку на зрізі сопла;  $U_n$  — швидкість основного потоку в початковому перерізі  $x = 0$ ;  $U_x$  — швидкість незбуреного потоку в досліджуваному перерізі;  $U_m$ ,  $U_{min}$  — максимальне та мінімальне значення швидкості відповідно

У якості прототипу компоновання робочої частини труби та слоттеру (пристрою для формування струменя) використано експериментальне обладнання Кекера і Уайтло [12].

Відтворення умов і результатів експерименту Кекера і Уайтло [12] по визначенню характеристик пристінного струменя на гладкій поверхні підтвердило у першому наближенні надійність розробленого устаткування для фізичного моделювання даного класу течій.

Робоча ділянка труби мала поперечний переріз 400x400 мм та довжину 1500 мм. Для зменшення рівня початкової турбулентності основного потоку  $Tu_{\infty}$  (з метою адаптації результатів вимірювань до умов, що відповідають обтіканню поверхонь літальних апаратів) підпір дифузора аеродинамічної труби було збільшено до 29. Це конструктивне рішення забезпечило вздовж осі робочої ділянки аеродинамічної труби значення  $Tu_{\infty} = 0,2\%$ . Нульовий (чи заданий) градієнт тиску труби забезпечувався гнучкою пластиною, що формувала верхню стінку робочої ділянки.

Вимірювання миттєвого значення статичного тиску здійснювалося батарейним мікроманометром. Дослідження характеристик струменя проводилося в 12-ти перерізах вздовж робочої ділянки труби. При визначенні відстані розташування перерізу від сопла слотера використовувався логарифмічний закон розподілу. Нульовий переріз знаходився безпосередньо на зрізі сопла слотера ( $x_0 = 0$ ), наступні — на наступних відстанях від нього (мм): 50-(1), 68-(2), 92,5-(3), 126-(4), 171-(5), 233-(6), 316-(7), 430-(8), 585-(9), 796-(10), 1082-(11). Окрім гладкої обтічної поверхні (базовий випадок), досліджувалися поверхні з поперечним та поздовжнім профілюванням у вигляді ребер квадратного перерізу розмірами 1x1 мм та кроком 1 мм. Вимірювання середньої швидкості незбуреного потоку здійснювалося використанням трубки Піто. Осереднена швидкість у приграничному шарі визначалася на основі показань пристінного датчика повітряного тиску. Для вимірювання середньоквадратичних значень пульсаційних складових швидкості турбулентного руху  $\sqrt{u'^2}$  і  $\sqrt{v'^2}$ , а також їх одноточкової кореляції  $\overline{u'v'}$  використовували метод схрещених ниток [13], що був реалізований шляхом використання X-подібного двониткового датчика та двоканального термоанемометра фірми «DISA Electronic». Тут, як і в роботі [12], приймалося припущення про рівність нормальної  $\sqrt{v'^2}$  та поперечної  $\sqrt{w'^2}$  складових пульсаційного руху в межах точності експерименту, тобто  $\sqrt{v'^2} \approx \sqrt{w'^2}$ . При вимірюваннях лише однієї (поздовжньої чи нормальної) пульсаційної складової швидкості використовувався однопітковий датчик «DISA Electronic» та одноканальна термоанемометрична система.

Використані обладнання та методика при проведенні вимірювань дозволили оцінити відносні похибки експериментального визначення характеристик  $\bar{\varepsilon}$  досліджуваних течій наступними величинами. Для осередненої швидкості  $\bar{\varepsilon}_u$  лежить в межах між 3% в околі максимальних значень та 5–8% поблизу обтічної поверхні та 8–10% — біля зовнішньої межі; для поздовжньої пульсаційної складової швидкості  $\bar{\varepsilon}_u'$  не перевищує 12%; відносна похибка для нормальної пульсаційної складової швидкості  $\bar{\varepsilon}_v'$  набуває максимального значення поблизу максимуму профілю осередненої швидкості і не перевищує 15–17%; турбулентні напруження тертя вимірювалися методом планка-виступ з похибкою  $\bar{\varepsilon}_{\tau_w}$ , яка поблизу обтічної поверхні сягала максимальної величини 25%.

При проведенні експериментальних досліджень швидкість супутнього потоку  $U_H$  змінювалася від 0 (затоплений струмінь) до 34 м/с, середня швидкість на зрізі сопла слотера варіювалася в діапазоні 14–49,7 м/с. Крім того, в експериментах досліджувалися впливи градієнту тиску обох знаків, вібрації обтічної поверхні, а також кривизни обтічної поверхні слотера на формування пристінної струменевої течії. У даній роботі згідно поставленої мети розглядатиметься лише вплив одного з цих факторів, а саме регулярної шорсткості обтічної поверхні.

#### Математична модель

Фактор наявності локальної немонотонності розподілів характеристик пристінних струменів ускладнює і обмежує застосування алгебраїчних моделей турбулентності, обумовлюючи перевагу диференціальних моделей опису динаміки турбулентного руху. Але, враховуючи погану адаптованість останніх поблизу обтічної поверхні, вплив ефекту профілювання якої досліджується в даній роботі, дифузійні коефіцієнти турбулентного обміну визначатимуться на основі комбінованої алгебраїчно-диференціальної моделі турбулентності, що була побудована на базі алгебраїчної моделі [14] та диференціальної двопараметричної моделі Джонса-Лаундера [15]. З першої з цих моделей використано загальний принцип об'єднання залежностей для внутрішньої та зовнішньої областей пристінної течії —

$$v_t = v_{twake} \operatorname{th} \frac{v_{twall}}{v_{twake}}, \quad (1)$$

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

$$v_{twall} = \chi y_1^+ v_* \sqrt{\tau} D_m, \\ D_m = \operatorname{th} \frac{\operatorname{sh}^2[\chi_1 y_1^+ \sqrt{\phi}] \operatorname{th}[\operatorname{sh}^2(\chi_2 y_1^+ \sqrt{\phi})]}{\chi y_1^+ \sqrt{\phi}}, \quad (2)$$

де  $\bar{\tau} = 1 + \frac{d\bar{p}}{dx} \bar{y}$  при  $\frac{d\bar{p}}{dx} \geq 0$  та  $\bar{\tau} = 1 / \left( 1 - \frac{d\bar{p}}{dx} \bar{y} \right)$  при

$\frac{d\bar{p}}{dx} < 0$ ;  $v_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$  — динамічна швидкість;

$\chi = 0.37 - 0.45$ ,  $\chi_1 = 0.068 - 0.072$ ,  $\chi_2 = 0.223$  — модельні коефіцієнти.

У зовнішній області використано диференціальну  $k - \varepsilon$  модель

$$v_{twake} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu = 0.09, \quad (3)$$

оскільки там вона найбільшою мірою адаптована до характеристик турбулентної течії.

З метою врахування впливу профілювання поверхні у даній роботі використано модифіковане представлення нормальної координати  $y_1 = y_1^+ v / v_*$  в (1), (2). Величина масштабованого у координатах закону стінки значення  $y_1^+$  визначається згідно модифікованого підходу [3] наступним співвідношенням

$$y_1^+ = \begin{cases} 0 & \text{при } s \leq 0 \\ s & \text{при } s > 0 \end{cases} \quad (4)$$

де  $s = y^+ + \Delta u_{rh}^+$ ,  $\Delta u_{rh}^+$  — узагальнений параметр, що враховує вплив будь-якого виду шорсткості обтічної поверхні, у тому числі і мікропрофільовання поверхні, що за відповідних умов призводить не до традиційного у даному випадку збільшення опору тертя, а й навпаки, до його зменшення. Введення зазначеної функції зсуву дозволяє врахувати в моделі (1), (2) відомий з численних експериментальних досліджень ефект впливу шорсткості чи мікропрофільовання поверхні, який полягає у зсуві логарифмічної ділянки профілю осередненої швидкості в координатах закону стінки та напівлогарифмічному представленні вниз чи вгору відносно його положення для гладкої поверхні на деяку величину  $\Delta u^+$ . Величина  $\Delta u^+$  у свою чергу є функцією геометричних параметрів шорсткості чи мікропрофільовання обтічної поверхні, віднормованих, як правило, у масштабах закону стінки, зокрема, висоти шорсткості  $h^+ = hv / v_*$ . На відміну від підходу [3], згідно якого вплив шорсткості проявляє себе зсувом логарифмічної ділянки профілю швидкості у напівлогарифмічних координатах виключно вниз відносно його положення для гладкої поверхні, причому функції  $\Delta u_{rh}^+$  та  $\Delta u_{rh}^+$  набувають лише додатних значень, у підході даного дослідження ці функції можуть приймати також і від'ємні значення, що відповідає випадку зменшення опору тертя за рахунок спеціальних видів регулярного мікрорельєфу обтічної поверхні у вигляді поздовжнього рифлення чи інжекції полімерів. Питання щодо визначення функціональної залежності  $\Delta u_{rh}^+ = f(\Delta u_{rh}^+)$  для нерегулярної шорсткості висвітлене в [9]. Як слідує з [3, 9, 14], між  $\Delta u_{rh}^+$  та  $\Delta u_{rh}^+$  існує взаємно-однозначна залежність. Для цілей даного дослідження, коли є цікавим відтворення ефекту регулярного рельєфу обтічної поверхні, було використано подання залежності між зсувними параметрами  $\Delta u_{rh}^+$  та  $\Delta u_{rh}^+$  у наступному вигляді:

$$\Delta u_{rh}^+ = \begin{cases} \chi_1^{-1} \operatorname{arctg}[\chi(\Delta u_{rh}^+)] & \text{при } h^+ \leq h^* \\ h^* \exp(\chi B) & \text{при } h^+ > h^* \end{cases} \quad (5)$$

де  $\Delta u_{rh}^+ = \chi^{-1} \ln h^+ - B + C_{sm}$ ,  $h^* = y^* \exp(\chi B)$ ,  $B$  — стала логарифмічного закону у традиційній для шорстких поверхонь формі представлення  $u^+ = \chi^{-1} \ln(y/h) + B$ ,  $C_{sm} \approx 5$  — стала логарифмічного закону для гладкої поверхні,  $y^* \approx 29$  — значення ординати початку логарифмічної ділянки швидкості в координатах закону стінки [9, 11]. Аналіз існуючих експериментальних даних демонструє відсутність універсального співвідношення між

$\Delta u_{rh}^+$  та геометричними параметрами рифлення, тому для визначення цієї залежності є доцільним використання інформації емпіричного походження. З цією метою були застосовані результати експериментальних робіт [16, 17], в яких було досліджено формування приграничного шару на регулярно профільованих поверхнях з різноманітними за формою та розмірами профілями рифлення і, зокрема, з заглибленнями квадратного перерізу при їх поздовжній [16] та поперечній орієнтації [17] відносно напрямку обтікання. Інформація щодо деформацій профілю осередненої швидкості апроксимувалася у вигляді залежності  $B(h^+)$ , яка і замикала модель урахування впливу шорсткості обтічної поверхні (4), (5).

Отже, у відповідності до структури представленої вище моделі турбулентності (1–3), рух у приграничному шарі описуватиметься наступною системою диференціальних рівнянь:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{u}{U_H} \frac{dU_H}{dx} = 0; \quad (6)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{u}^2 \frac{1}{U_H} \frac{\partial U_H}{\partial x} = -\frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial y}; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} + 2uk \frac{1}{U_H} \frac{\partial U_H}{\partial x} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{D}_k^{eff} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + P - \bar{\varepsilon}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial y} + 3\bar{u}\bar{\varepsilon} \frac{1}{U_H} \frac{\partial U_H}{\partial x} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{D}_\varepsilon^{eff} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial y} \right) + (C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \bar{\varepsilon}) \frac{\bar{\varepsilon}}{k}, \end{aligned} \quad (9)$$

де (6) є рівнянням нерозривності, (7–9) — рівняння переносу поздовжньої складової швидкості  $u$ , кінетичної енергії турбулентності  $k$  та швидкості її дисипації  $\varepsilon$ ,  $C_{\varepsilon 1} = 1,44$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1,92$  — модельні коефіцієнти,  $f_\varepsilon$  — демпфуюча функція [15]. Рівняння (6–9) подано в безрозміреному вигляді. Безрозмірювання поздовжньої та нормальної координат  $x$  та  $y$  здійснено за характерним розміром розрахункової області  $L$ , тобто  $x = x/L$ ,  $y = y/L$ . Характерна швидкість, як правило, швидкість зовнішньої течії  $U_H$ , вважається відомою функцією поздовжньої координати  $x$  (для затоплених струменевих течій, тобто при відсутності супутнього потоку, береться такою, що дорівнює сталій величині, наприклад,  $U_H = 1$ ); градієнт безрозміреного тиску  $\bar{p} = p/(\rho U_H^2)$  визначається розподілом зовнішньої швидкості  $U_H$  у відповідності до рівняння Бернуллі,  $\rho$  — густина,  $v$  — нормальна складова швидкості,  $u = u U_H$ ,  $\bar{v} = v U_H$ . Безрозмірне напруження тертя  $\bar{\tau} = \tau/(\rho U_H^2)$  у відповідності з припущенням ньютонівської рідини моделюється формулою Буссінеска:

$$\bar{\tau} = \bar{v}_{eff} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \text{ де } v_{eff} = \frac{(v + v_t)}{U_H L} \text{ — безрозмірний кінетичний коефіцієнт ефективної в'язкості, } v, v_t \text{ — кінетичні коефіцієнти молекулярної та турбулентної в'язкості відповідно. Кінетична енергія турбулентності } k \text{ та швидкість її дисипації } \varepsilon \text{ безрозмірюються наступним чином } \bar{k} = k / (\rho U_H^2), \bar{\varepsilon} = \varepsilon L / (\rho U_H^3). \text{ Коефіцієнти дифузії для } k \text{ і } \varepsilon \text{ визначаються як } \bar{D}_{k,eff} = \frac{(v + v_t / \sigma_k)}{U_H L},$$

член породження  $k$ .

$$\bar{D}_{\varepsilon,eff} = \frac{(v + v_t / \sigma_\varepsilon)}{U_H L}, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, P = v_t \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$$

Система (6–9) розв'язується при наступних граничних умовах.

На обтічній поверхні ( $y = 0$ ), а для рівнянь (8), (9) — в її околі ( $y^* = 40 \frac{v}{v_* L}$ ):

$$u = 0, v = 0, k = \frac{v_*^2}{U_H^2 \sqrt{C_\mu}}, \bar{\varepsilon} = \frac{v_*^3}{U_H^3 k y_*}. \quad (10)$$

На зовнішній межі ( $\bar{y} \rightarrow \infty$ ):

$$u \rightarrow U_H(x), \frac{\partial k}{\partial y} \rightarrow 0, \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial y} \rightarrow 0. \quad (11)$$

Для затоплених струменів перша з цих умов модифікується і набуває вигляду  $u \rightarrow 0$ .

У початковому розрахунковому перерізі ( $x = x_0$ )

$$u = f(y), \bar{k} = \varphi(\bar{y}), \bar{\varepsilon} = \psi(\bar{y}). \quad (12)$$

Функції (12) задають початкові профілі розрахункових характеристик, джерелом яких у даному дослідженні виступали інтерполяційні залежності наявних експериментальних даних для  $u(y)$ ,  $k(y)$  та їх перерахунки для  $\bar{\varepsilon}(\bar{y})$ .

#### Структурні подробиці методу розрахунку

Рівняння (6–9) при заданих граничних умовах (10–12) розв'язувалися за неявним двокроковим безітераційним маршовим методом другого порядку точності по обох координатах на нерівномірній в обох напрямках прямокутній сітці. Кількість вузлів у напрямку розвитку течії складала  $j_{max} = 100-150$ , а вздовж нормалі —  $j_{max} = 200-500$ .

Як і у випадку моделювання приграничних шарів, особливу увагу було приділено адаптації модифікованої алгебраїчно-диференціальної версії моделі турбулентності до розрахункового методу, що висвітлено в [14]. Тут відмітимо лише той факт, що на відзнаку від методу, що використовувався раніше [7, 11] і був заснований на алгебраїчній моделі, яка потребує визначення у кожній ділянці струменевого профілю відповідних масштабів довжини та швидкості, що у свою чергу пов'язано з аналізом отриманого

на кожному розрахунковому кроці вздовж маршової координати розподілу швидкості з метою визначення координат його максимуму та мінімуму, даний підхід є вільним від цього суттєвого недоліку. Алгебраїчна модель застосовується у даному методі виключно поблизу обтічних поверхонь, тоді як динаміка деформацій, притаманних немонотонним профілям осередненого та пульсаційного руху в пристінному струмені описується більш адаптованою для цього диференціальною  $k - \varepsilon$  моделлю через розв'язок відповідних диференціальних рівнянь переносу складових турбулентного руху.

#### Результати досліджень

На рис. 3 показано результати відтворення розрахунковим шляхом (лінії) розподілів осередненої швидкості  $u^+ = f(y^+)$  в напівлогарифмічній шкалі для ряду профілів рельєфу поверхні, експериментально досліджених в [16] (точки). Жирною лінією 4 позначено профіль швидкості для гладкої поверхні. Лінії, що лежать вище неї, відповідають поздовжньому мікрорифленню з характеристиками, при яких досягається зменшення опору тертя, ті ж профілі, що знаходяться нижче — відповідають іншим геометричним характеристикам мікрорельєфу, який проявляє себе як шорсткість, що традиційним чином збільшує тертя (у тому числі і у вигляді поздовжніх борозенок квадратного перерізу — лінія 2). Це ілюструє спроможність побудованої моделі (10–13) враховувати адекватно до відповідних експериментальних даних особливості впливу рельєфу обтічної поверхні на профілі осередненої швидкості.

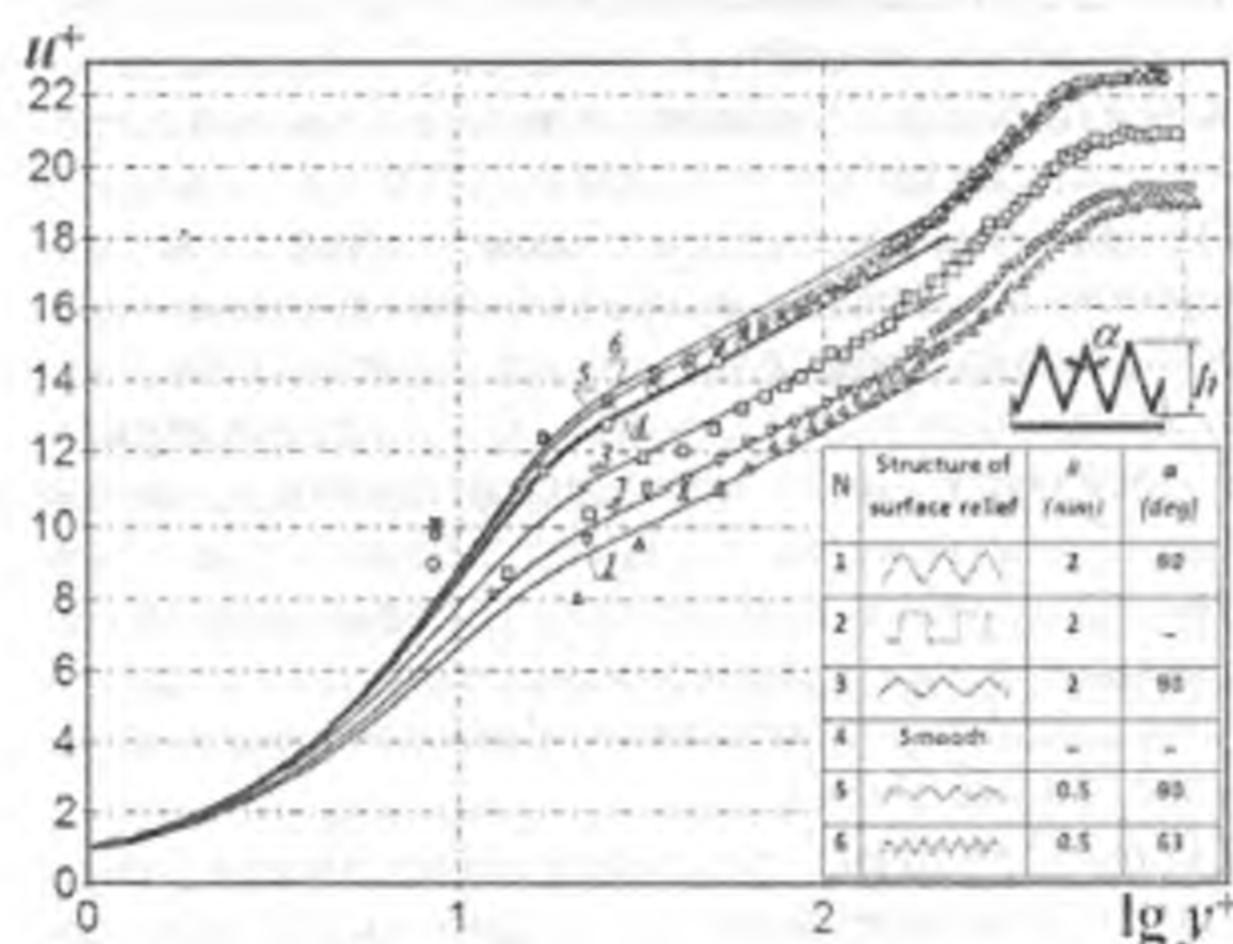


Рис. 3. Профілі поздовжньої складової осередненої швидкості в турбулентному приграничному шарі  $u^+ = f(y^+)$  на поздовжньо профільованій поверхні в напівлогарифмічному представленні: точки — дані [16], лінії — розрахунки.

Наступна частина дослідження полягала у відтворенні розрахунковим шляхом характеристик пристінних струменів у супутньому потоці, отриманих на описаному вище експериментальному устаткуванні. Для порівнянь

обрано три серії експериментальних даних, що відрізнялися лише наявністю та орієнтацією профілювання і відповідали висоті сопла слоттера 7 мм, нульовому градієнту тиску, швидкості зовнішньої течії  $U_H = U_\infty = 21.4 - 22$  м/с, швидкості видування вторинного потоку  $U_m = 40.4 - 41.8$  м/с. Особливість розрахунку полягала в тому, що в нульовому перерізі ( $x = 0$ ), тобто на зрізі сопла, експериментально визначався лише профіль поздовжньої компоненти осередненої швидкості  $u(y)$ , тоді як профілі пульсаційних компонент  $\sqrt{u'^2}$  і  $\sqrt{v'^2}$  та дотичних напружень турбулентного тертя  $\overline{u'v'}$  вимірювалися лише в проміжних перерізах № 1, 3, 5, 7, 9, 11, тобто через один, починаючи з першого ( $x = 50$  мм). Між нульовим та першим перерізом для даних режимних параметрів течії формувалася початкова ділянка пристінного струменя, де рівняння (7-9), строго кажучи, не є справедливими, великою мірою через нехтування поздовжньою дифузиею, співрозмірною у цій локальній області з її поперечною складовою. Керуючись бажанням виконати розрахунок від самого початку формування течії, було використано кілька модифікацій описаного вище розрахункового методу. Через відсутність розподілів кінетичної енергії турбулентності  $k(y)$  та швидкості її дисипації  $\varepsilon(y)$  на вхідній межі розрахункової ділянки, вони розраховувалися за наявним початковим профілем швидкості наступним чином:

$$k = -\overline{u'v'} / \sqrt{C_\mu} - \overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial y}; \quad \varepsilon = \sqrt{C_\varepsilon} k \frac{\partial u}{\partial y}$$

Турбулентна в'язкість  $\nu_t$  визначалася при цих пере-рахунках згідно модифікованої на випадок пристінного струменя алгебраїчної моделі турбулентності [7, 14]. Саме ці наближення і необхідність виконання диференціювання експериментально вимірюваного початкового розподілу швидкості  $u(y)$  є причиною локальних нерівномірностей розрахованих профілів  $k(y)$ ,  $\varepsilon(y)$  та  $-\overline{u'v'}(y)$  і, як наслідок, початкових збурень розподілів розрахункових характеристик і, зокрема, коефіцієнту опору тертя  $C_f = 2(\nu_t / U_H)^2$  вздовж маршової координати  $x$ . Тим не менш слід зауважити, що ці початкові збурення швидко згасають на перших кількох розрахункових кроках за координатою і не впливають (в межах похибки розкиду експериментальних даних) на подальші результати розрахункового відтворення характеристик досліджуваної течії.

На рис. 4 показано результати співставлення розрахунків (лінії) та експериментальних даних (кола) по розподілах осередненої швидкості  $u(y)/U_H$  (а), поздовжньої складової пульсаційної швидкості  $\sqrt{u'^2}/U_H$  (б) та турбулентного напруження тертя  $-\overline{u'v'}(y)$  (с) в турбулентному пристінному струмені, що формується на поперечно профільованій поверхні.

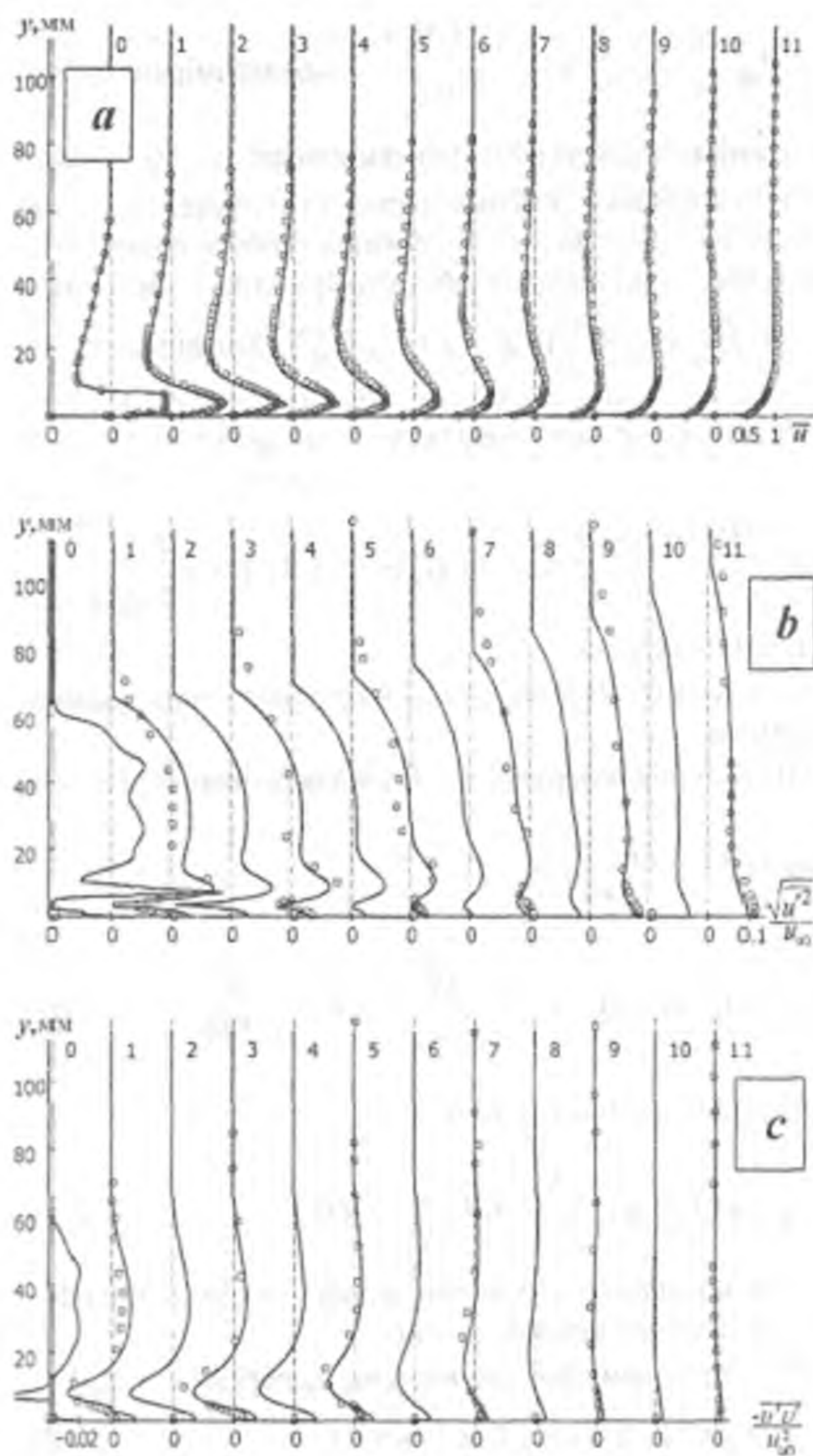


Рис. 4. Профілі поздовжньої осередненої швидкості  $u$  (а), пульсаційної швидкості  $\sqrt{u'^2}$  (б) турбулентного напруження тертя  $-\overline{u'v'}$  (с) у пристінному струмені на профільованій у поперечному напрямку поверхні (повітря,  $U_H = 22$  м/с,  $L = 1,1$  м). Відстані від зрізу сопла вздовж поздовжньої координати,  $Dx$  мм: 0 (0), 50 (1), 680 (2), 92.5 (3), 126 (4), 171 (5), 233 (6), 316 (7), 430 (8), 585 (9), 796 (10), 1082 (11).

Рис. 5 демонструє результати розрахунків локального коефіцієнту тертя  $C_f = 2\tau_w / \rho u_H^2$  вздовж напрямку розвитку пристінного струменя для гладкої, поздовжньо та поперечно профільованих поверхонь — лінії 1-3 відповідно. Кола зображають відповідні експериментальні дані для гладкої поверхні.

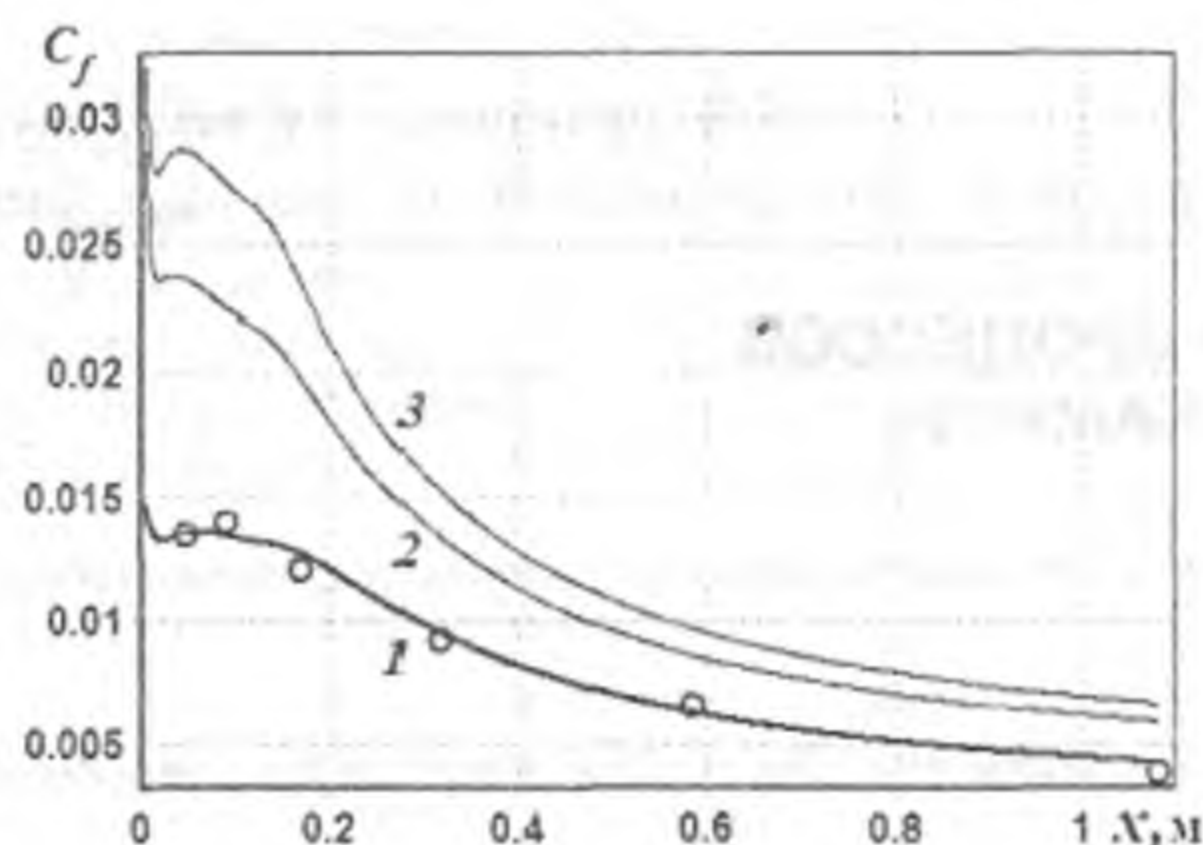


Рис. 6. Розподіли обчисленого локального коефіцієнту тертя  $C_f(x)$  у пристінному струмені на гладкій (лінія 1), поперечно та поздовжньо профільованій поверхнях (лінії 2, 3) у порівнянні з експериментальними даними для гладкої поверхні (повітря,  $U_{II} = 22$  м/с,  $L = 1.1$  м).

#### Висновки і перспективи подальших досліджень

1. Запропонована модифікація моделі турбулентності ефективно поєднує алгебраїчний і диференціальний підходи до опису турбулентної в'язкості і дозволяє відтворювати основні фізичні особливості формування турбулентних пристінних струменів на регулярно профільованих у поперечному напрямку поверхнях.

2. Структура побудованих моделей дозволила ефективно використовувати переваги і мінімізувати вплив слабких сторін кожної з її складових завдяки їх використанню локально у відповідних областях пристінної струменевої течії.

3. Отримані в результаті проведених досліджень дані дозволяють заключити, що розроблені моделі пристінних струменів можуть бути рекомендовані як перспективні до практичного використання у різних галузях проектування та оптимізації струменевого обладнання.

4. Розроблений підхід до моделювання турбулентної в'язкості передбачається удосконалювати у подальшому з метою побудови розрахункового методу, який дозволить враховувати та комбінувати моделювання одночасної дії більшої кількості керуючих впливів.

#### Література

1. Федяевский, К.К., Гиневский, А.С., Колесников, А.В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1972. — 256 с.
2. Себиси, Т., Брэдшоу, П. Конвективный теплообмен. Физические основы и вычислительные методы. Пер. с англ. — М.: Мир, 1987. — 590 с.
3. Ротта, И. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1967. — 232 с.

4. Мхитарян, А.М., Максимов, В.С., Фридланд, В.Я., Сухарников, Ю.В., Лазнюк, П.С. К вопросу о сдвиге пограничного слоя с закрылков самолета // В сб.: Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики. — 1966. — №2. — С. 7—19.

5. Mochizuki, S., Yamada, S., Osaka, H. Management of a Plane Wall Jet by Large-Eddy Break-up Device // JSME International Journal Ser. B, Vol. 49, No. 4, 2006. P. 921—927.

6. Yamashita, S., Hayashimoto, H., Inoue, Y., Iwakami, Y. An Experimental Study on the Wall Jet over a Riblet Surface (Measurement of Mean and Fluctuating Velocities and Estimation of Drag Reduction) // Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. B 60(572), 1994-04-25. — P. 1145—1151.

7. Мамчук, В.І., Шквар, Є.О. Математичне моделювання турбулентних пристінних струменів на шорстких поверхнях // Вісник НАУ. — 2001. — № 2. — С. 109—12.

8. Мхитарян, А.М., Базилюк, А.Н., Фридланд, В.Я., Лукашук, С.А. К эффективности резонаторов-вихреобразователей при управлении пограничным слоем на крыле конечного размаха // В сб.: Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики. — 1966. — №2. — С. 86—91.

9. Шквар, Е.А. К учету влияния шероховатости обтекаемой поверхности // Журнал прикладной механики и технической физики. — 1986. — №6. — С. 57—63.

10. Бондарец, А.А. Экспериментальная установка для исследования пристенных струй. — Деп. в ЦНТИГА, 27.10.87, №578 га 87. — 40 с.

11. Мхитарян, А.М., Мовчан, В.Т., Бондарец, А.А., Шквар, Е.О. Моделирование турбулентных пристенных и свободных струй и следов // Днепропетровск, ДГУ. Материалы докладов Всесоюзного семинара «Тепломассообмен и гидродинамика тонких струй вязкой жидкости». — 1989.

12. Kacker, S.C. Some properties of two dimensional turbulent wall jet in moving stream / S.C. Kacker, J.H. Whitelaw // J. of Applied Mech. — 1968. — Vol.35, № 4. — P.641—651.

13. Дыбан, Е.П. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков / Е.П. Дыбан, Э.Я. Эпик. — К.: Наук. думка, 1985. — 296 с.

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

15. Белов, И.А., Исаев, С.А. Моделирование турбулентных течений. — СПб.: БГТУ, 2001. — 109 с.

16. Okamoto, S., Uchida, T., Yoneyama, T., TakiGuchi, K., Kimura, S. Effect of Riblet Shape on Turbulent Drag Reduction // Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. B 66(642), 2000-02. — P. 60—68.

17. Ceyda Polatel Large-scale roughness effect on freesurface and bulk flow characteristics in open-channel flows // An abstract of a thesis submitted in partial fulfillment of the requirements for the Doctor of Philosophy degree in Civil and Environmental Engineering in the Graduate College of the University of Iowa. — July 2006. — 208 p.

Надійшла 06.09.2010 р.