

ЕНЕРГЕТИКА ТА НОВІ ЕНЕРГОГЕНЕРУЮЧІ ТЕХНОЛОГІЇ

УДК 536.24

В.А. Рогачов, О.В. Баранюк

МОДЕЛЮВАННЯ ГІДРОДИНАМІКИ І ТЕПЛООБМІНУ В ПОЧАТКОВІЙ ДІЛЯНЦІ КРУГЛОЇ ТРУБИ ПРИ ВІДРИВНІЙ ТЕЧІЇ

Вступ

Інтенсифікація процесів теплообміну та підвищення енергетичної ефективності є головними факторами при удосконаленні і розробці апаратів конвективного теплообміну.

Одним з ефективних методів інтенсифікації теплообміну в газових або газозво-рідних теплообмінниках є застосування як їх конструктивних елементів коротких каналів, труб, що призводить до підвищення компактності і істотного зниження металоємності теплообмінників. У короткому каналі, трубі ($x/d < 30$) локальний коефіцієнт тепловіддачі порівняно з розвиненою областю течії зростає в 2–2,5 рази. Доцільність використання коротких каналів пов'язана ще і з тим, що в них можна впливати на інтенсифікацію теплообміну зміною форми входу в канал, який, як правило, призводить до виникнення відривної течії і вихрових структур на початковій ділянці.

Для розрахунку теплогідрравлічного стану короткого каналу існують методики, що ґрунтуються на заданні граничних умов третього роду на поверхнях теплообміну стінки каналу і однорідних профілів швидкості та температури на вході в канал, розподілу коефіцієнтів місцевого гідрравлічного опору вздовж каналу, які беруться з експериментальних досліджень і подані у вигляді критеріальних залежностей [1–3]. Для застосування таких методик канал ділять на характерні області за режимом течії, в межах яких для усереднених теплофізичних параметрів, коефіцієнтів тепловіддачі та опорів розраховуються середні температури поверхні каналу.

Однак зазначені методики не враховують вплив форми передньої кромки, яка в багатьох випадках породжує відрив потоку, що супроводжується раптовим потовщенням вихрової області течії біля стінки, на розподілі коефіцієнтів тепловіддачі та тиску, які в умовах відриву мають завжди суттєво немонотонний характер.

Таким чином, внаслідок прийняття в розрахунках спрощених, зазвичай безвідричних,

умов обтікання та усереднення температур і коефіцієнтів тепловіддачі в межах окремих областей початкової ділянки, традиційні методики не дають можливості визначити з високою точністю локальні перегріву, а отже, напруження та деформації стінок каналу. Це стає складною проблемою для інженерів-проектувальників теплообмінних апаратів, і тому існує ризик отримання помилкових розрахунково-конструктивних рішень.

В останні роки інтенсивно розвиваються так звані CFD-методи (Computation Fluid Dynamics) – методи обчислювальної гідродинаміки, що ґрунтуються на комп'ютерних технологіях, найновіших математичних моделях процесів переносу, ефективних та достатньо точних числових алгоритмах [4, 5]. Дана стаття спрямована на вивчення механізму відриву в складних внутрішніх течіях початкової ділянки круглої труби за допомогою CFD-методів. Застосування зазначених методів потребує підготовки коректної CFD-моделі, яка повинна відображати сутність дослідження відривного процесу на початковій ділянці круглої труби. Розробка такої числової CFD-моделі вміщує в собі процес комп'ютерного зображення таких її складових, як геометричні і граничні умови та фізичні властивості досліджуваного об'єкта. Процес моделювання передбачає дискретизацію розглядуваної геометрії за допомогою розрахункових сіток, які дають змогу інтерпретувати фізико-математичне уявлення початкової ділянки, яке базується на числовому розв'язанні осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є–Стокса, замкнених за допомогою додаткових диференціальних рівнянь і емпіричних співвідношень [6]. Такі співвідношення містяться у всіх програмних продуктах і носять назву “моделі турбулентності”. Таким чином, коректність побудованої CFD-моделі насамперед залежить від необхідної щільності розрахункової сітки та вибору такої моделі турбулентності, яка найповніше відображає складність течії в розглядуваному процесі.

Постановка задачі

Метою дослідження даної статті є вивчення закономірностей течії та теплообміну в початковій ділянці труби з гострою передньою кромкою з відносною кривизною $R/d = 0$ за допомогою розробленої числової CFD-моделі в діапазоні чисел Рейнольдса $Re_d = (110–28) \cdot 10^3$. Для верифікації та ідентифікації параметрів

числової моделі використовувалися експериментальні дані з теплообміну і гідродинаміки на вхідній ділянці круглої труби [7–10].

Методика досліджень

Розрахунки виконувалися в двовимірній нестационарній осесиметричній постановці. Розглядалася ізотермічна течія сухого повітря, теплофізичні властивості якого задавались у вигляді поліноміальних функцій температури і обчислювались за даними праці [11].

Розрахунок чисел Re_d проводився за середньовитратною швидкістю потоку в трубі, а за характерний розмір було взято внутрішній проточний діаметр труби d .

Основні геометричні розміри ділянки, що моделюється, наведено на рис. 1.

Внутрішній діаметр d дорівнював 36 мм, відносна довжина ділянки, що моделювалася, становила $L/d = 15$ і вибиралася з міркувань забезпечення у вихідному перерізі режиму стабілізованої турбулентної течії. При побудові числової моделі також враховувалося те, що в експериментальних дослідженнях [7–10] до проточної частини дослідної труби під'єднувався торцевий фланець із зовнішнім діаметром 175 мм ($5d$), його внутрішній отвір діаметром d мав вхідну гостру кромку з кутом 90° . Щоб максимально наблизитися до умов омивання, створених у фізичному експерименті, в числовому експерименті змодельовано рух повітря під дією розрідження, що виникає в проточній частині труби внаслідок всмоктування відцентровим вентилятором, встановленим у вихідному перерізі ($P_{\text{вих}}$). Перед входом у трубу змодельовано попередній повітряний об'єм циліндричної форми, межі якого розміщені на відстані $b = 2 \cdot 5d$ від площини торцевого фланця. Величина b визначалася з довідника [3] з умови, що вплив стінки на потік практично перестає відчуватися, коли задовольняється вимога $d/b \geq 0,5$, де b – відстань від перерізу,

що розглядається, до перерізу вхідного отвору (див. рис. 1).

Граничні умови досліджуваного процесу були такими.

На межах попереднього об'єму задавався вхідний тиск $P_{\text{вх}}$, який дорівнював атмосферному тиску $P_{\text{атм}}$. Температура стінок на вхідній ділянці труби бралася постійною і становила $T_w = 372$ К. Температура потоку повітря на вході T_∞ обчислювалася з величини температурного фактора $T_w/T_\infty = 1,3$. Ступінь турбулентності перед входом у трубу визначався експериментально і становив не більше 0,3 %. На виході з робочої ділянки труби задавався тиск розрідження, що обчислювався за виразом

$$P_{\text{вих}} = P_{\text{атм}} - \left[\frac{\rho w_{\text{сеп}}^2}{2} + \zeta_m \frac{\rho w_{\text{сеп}}^2}{2} + \xi_{\text{тер}} \frac{L \rho w_{\text{сеп}}^2}{d} \right], \quad (1)$$

де ζ_m , $\xi_{\text{тер}}$ – відповідно коефіцієнти, які характеризують втрату тиску на подолання місцевого опору (раптове звуження) та втрати від тертя в трубі; $w_{\text{сеп}}$ – середньовитратна швидкість, м/с; d , L – відповідно діаметр та довжина робочої ділянки труби, м.

Коефіцієнт опору тертя в трубі визначався за емпіричною залежністю

$$\xi_{\text{тер}} = 0,0032 + \frac{0,021}{Re_d^{0,237}}, \quad (2)$$

а коефіцієнтом місцевого опору ζ_m було взято 0,45 для входу в трубу з гострою кромкою [3].

Для дискретизації розрахункової області числової моделі використовувалася нерівномірна декартова сітка (рис. 2). Вибір цього типу сітки зумовлений насамперед тим, що вона потребує в два-три рази менше пам'яті, ніж, наприклад, трикутна [12]. Під нерівномірністю розрахункової сітки розуміють те, що її чарунки згущаються в області пограничного шару, який у даній постановці розвивається на стінках проточної частини труби і торцевого фланця.

Для розглядуваної числової моделі область пограничного шару міс-

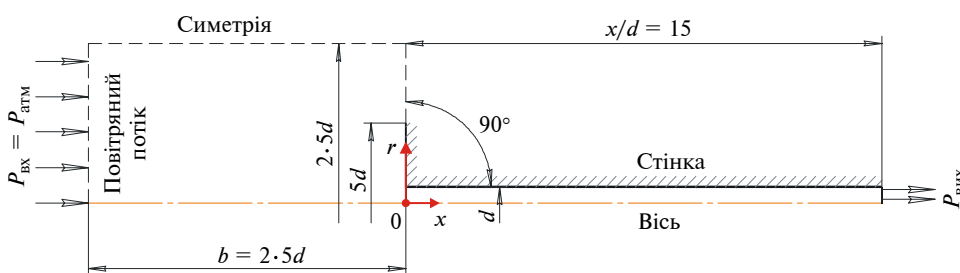


Рис. 1. Розрахункова схема вхідної ділянки з гострою кромкою

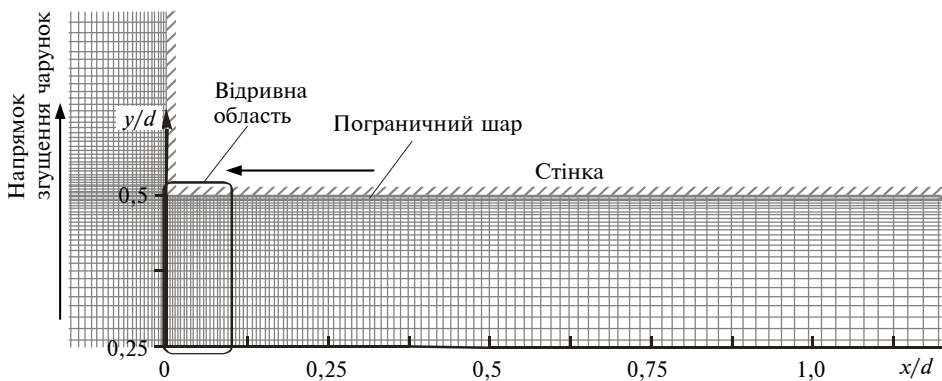


Рис. 2. Схема розподілу щільності розрахункової сітки

тить 18 чарунок біля стінки, яких достатньо для того, щоб якомога точніше описати розподіл швидкості та інших параметрів у середині цього шару [12]. Загальна кількість чарунок в розрахунковій області становила 271498.

Результати дослідження розподілу статичних тисків, визначені за допомогою числової CFD-моделі, оброблялися у вигляді безрозмірних коефіцієнтів тиску. На осі початкової ділянки труби коефіцієнт тиску обчислювався за допомогою залежності

$$C_p = \frac{2(P_{\text{ст}i} - P_{\text{атм}})}{\rho w_{\text{сер}}^2}, \quad (3)$$

де $P_{\text{атм}}$ — барометричний тиск (101325 Па).

Для визначення розподілу статичних тисків у поперечному напрямку при фіксованих координатах по довжині труби x/L використовувалась формула

$$C_p = \frac{2(P_{ri} - P_w)}{\rho w_{\text{сер}}^2}, \quad (4)$$

де P_w — статичний тиск на стінці труби в характерному перерізі x/L ; P_r — статичний тиск у потоці в поперечному напрямку труби при $x/L = \text{const}$.

Розрахунок локальних коефіцієнтів тепловіддачі α проводився на основі числового вирішення розробленої CFD-моделі в спряженій постановці за допомогою CFD-технологій, що в першу чергу залежить від вибору моделі турбулентності і/чи щільності розрахункової сітки [12].

Важливим кроком при підготовці числової CFD-моделі є вибір моделі турбулентності. З цією метою було вибрано чотири моделі, які широко застосовуються для прогнозування ха-

рактеристик відривних течій і теплообміну в інженерних та наукових розрахунках: модель вихрової в'язкості Спаларта–Аллмареса (SA); стандартна високореїнольдсова модель (k - ϵ Standard); модель k - ϵ Realizable; модель переносу зсувних напруг (k - ω SST) Ментера. Ідентифікація моделей турбулентності проводи-

лася при незмінних геометричних характеристиках, щільності розрахункової сітки та числі Рейнольдса $Re_d = 110 \cdot 10^3$.

Попередні розрахунки показали, що всі перераховані моделі турбулентності в якісному відношенні адекватно відображають розподіл локальних коефіцієнтів тепловіддачі на теплообмінній поверхні, задають у цілому фізичні дані щодо розподілу профілів швидкостей, крім геометричних характеристик відривної зони та розподілів статичних тисків поблизу стінки і на осі труби. Як критерій, за яким оцінювалась адекватність вибору моделі турбулентності, було вибрано розподіл статичного тиску на осі початкової ділянки (рис. 3).

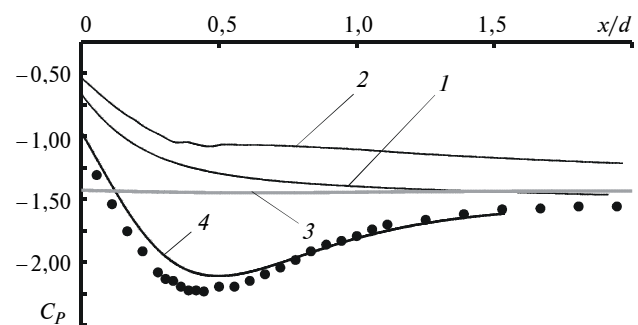


Рис. 3. Результати порівняння полів статичних тисків на

осі початкової ділянки труби для $Re_d = 110 \cdot 10^3$ при зміні моделей турбулентності: 1 — модель Спаларта–Аллмареса (SA); 2 — модель k - ϵ Standard; 3 — модель k - ϵ Realizable; 4 — модель k - ω SST Ментера

Як видно з рис. 3, дані, обчислені за допомогою моделі k - ω SST, найбільше корелюються з результатами експериментальних досліджень тисків [9], а максимальна розбіжність між результатами не перевищує 5%. Інші моделі турбулентності показали значні розходження, тому дослідження відривної течії на

початковій ділянці труби при ізотермічних умовах у діапазоні $Re_d = (110-28) \cdot 10^3$ здійснювались за допомогою моделі $k-\omega$ SST турбулентності Ментера.

Результати дослідження полів статичних тисків

На рис. 4 наведено результат верифікації моделі з експериментальними даними [9], які свідчать, що на осі труби криві $C_p = f(x/d; Re_d)$ розподілу коефіцієнта статичних тисків мають явно виражені мінімуми в зоні $x/d \approx 0,45-0,52$, які викликані приєднанням нев'язкого потоку на вхідній ділянці. Після них настає поступове відновлення тиску аж до координати $x/d = 1,5-2$.

Максимальне відхилення розрахункових даних від експериментальних спостерігається в

областях мінімумів тиску. Так, відносне відхилення для $Re_d = 110 \cdot 10^3$ змінюється в діапазоні від 0,5 до 5 %, а для $Re_d = 28 \cdot 10^3$ – в діапазоні від 14,2 до 22,6 %. Такі розбіжності для малих чисел Re_d , ймовірно, пов'язані з тим, що використана модель $k-\omega$ SST турбулентності Ментера, недостовірно прогнозує низькорейнольдсові ефекти.

Поздовжній розподіл коефіцієнтів статичних тисків на стінці труби при моделюванні і в експерименті показано на рис. 5.

Залежності $C_p = f(x/d; Re_d)$, як і на осі труби (див. рис. 4), розташовуються за числом Рейнольдса і мають досить тривалі області з мінімальним рівнем статичного тиску, які розміщені в межах $x/d \approx 0,1-0,35$, причому за абсолютними значеннями коефіцієнти C_p в цих областях на 25–30 % нижчі, порівняно з дани-

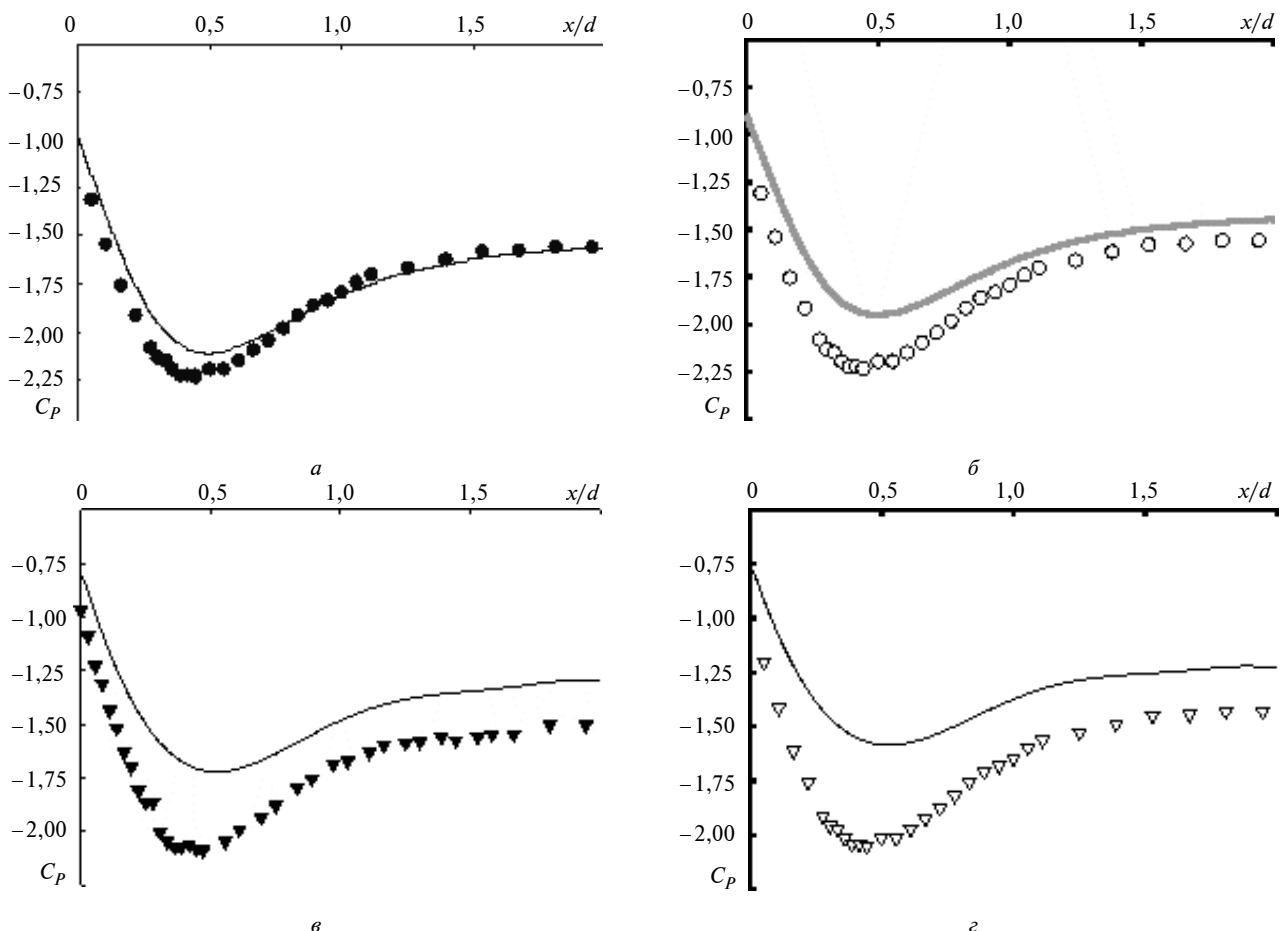


Рис. 4. Порівняння полів статичних тисків на осьовій лінії з експериментальними даними [9]: ● – $Re_d = 110 \cdot 10^3$ (а); ○ – $Re_d = 77 \cdot 10^3$ (б); ▼ – $Re_d = 42 \cdot 10^3$ (в); ▽ – $Re_d = 28 \cdot 10^3$ (г); суцільні криві – дані числового моделювання

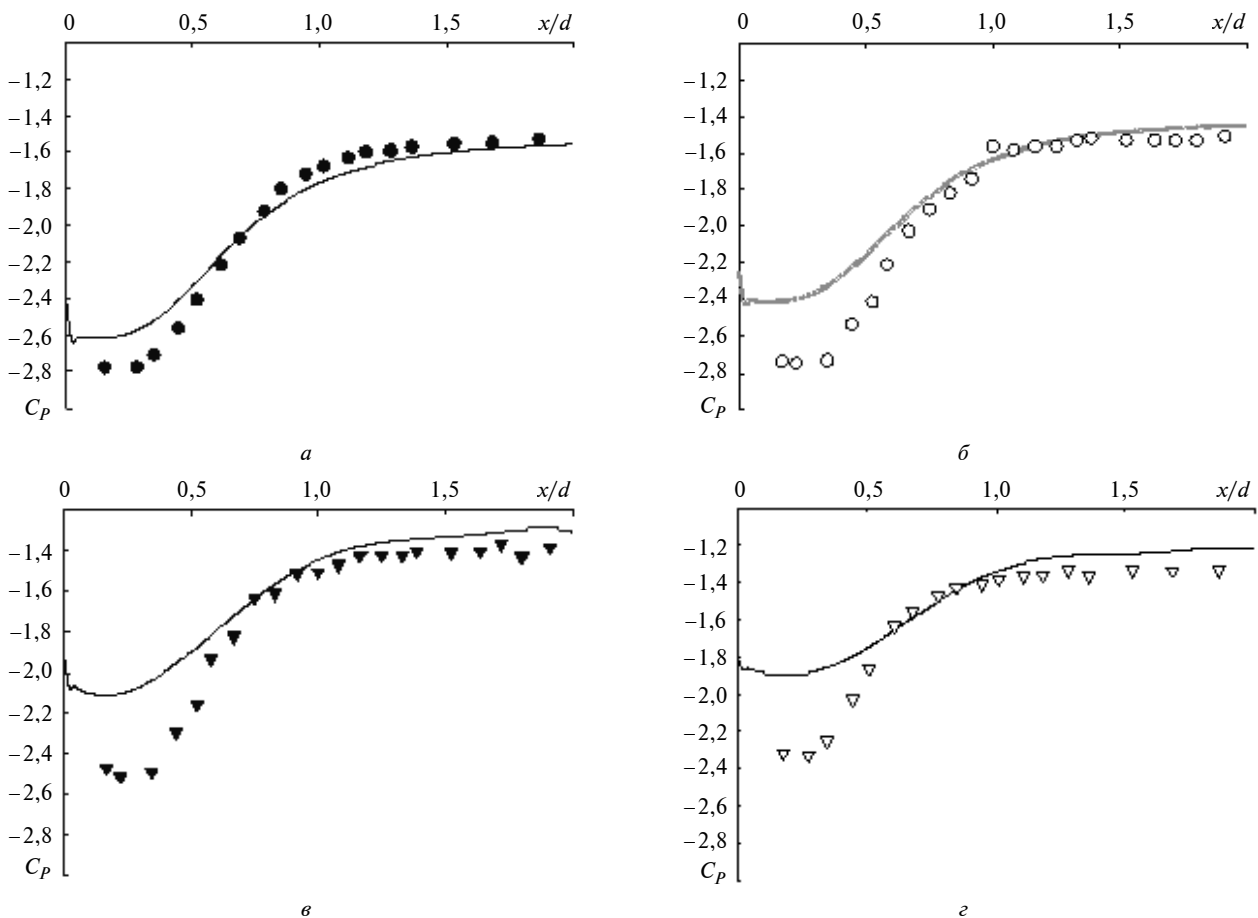


Рис. 5. Результати порівняння вимірних полів статичних тисків на стінці [9] з даними числового моделювання (суцільні криві): ● – $Re_d = 110 \cdot 10^3$ (а); ○ – $Re_d = 77 \cdot 10^3$ (б); ▼ – $Re_d = 42 \cdot 10^3$ (в); ▽ – (а) $Re_d = 28 \cdot 10^3$ (г)

ми на осі труби, а відновлення тиску відбувається значно інтенсивніше та раніше, ніж в ядрі потоку.

Градiєнтний характер поздовжніх розподілів коефіцієнтів тисків вказує на існування за гострою вхідною кромкою області з відривною течією. Координата приєднання потоку до стінки відповідає максимуму тиску на кривих рис. 5, після якого спостерігається падіння тиску, зумовлене тертям об стінку пограничного шару, що розвивається знову [3, 13].

Розрахункові дані досить добре корелюють з експериментальними. Відмінність, яка характеризує відхилення розрахункових даних від експериментальних для $Re_d = 110 \cdot 10^3$, лежить в діапазоні від 2,1 до 5,8 %, тобто знаходиться в межах похибки емпіричних залежностей, а для $Re_d = 28 \cdot 10^3$ ця величина зростає і змінюється в діапазоні від 7,3 до 18,3 %.

Результати розрахунків та вимірювань поля статичних тисків у радіальному напрямку для п'яти поперечних перерізів початкової ділянки показані на рис. 6. У дослідженому інтервалі чисел Рейнольдса графіки відрізняються значною нерівномірністю, особливо на відрітку $x/d \leq 0,85$. Експериментальні розподіли поблизу стінки мають мінімум, який із зростанням x/d поступово зміщується до осі труби. Як доведено в [3, 13], мінімум тиску є природним наслідком місцевого і досить різкого підвищення швидкості, що виникає в результаті дії на потік відцентрових сил у відривній області, які врівноважуються поперечними градієнтами тиску, спрямованими від стінки та осі труби і мають різну величину.

Аналіз рис. 6 свідчить про те, що дані числового моделювання узгоджуються з експериментальними, максимальна розбіжність при $Re_d = 110 \cdot 10^3$ не перевищує 5 % (для $Re_d =$

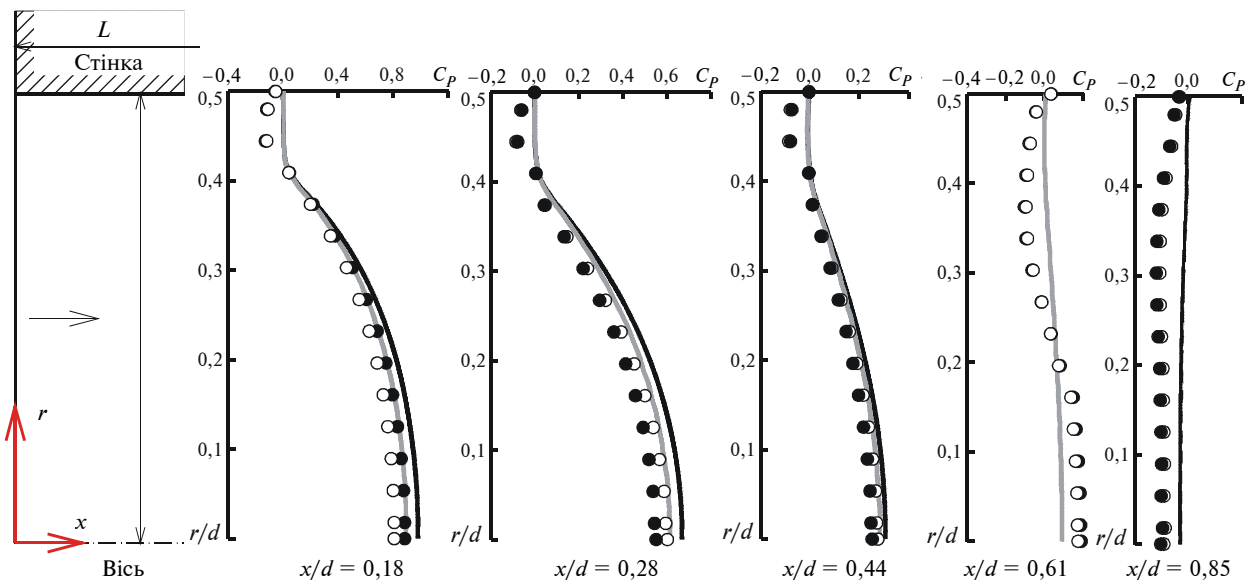


Рис. 6. Результати верифікації радіальних полів статичних тисків [9] з даними числового моделювання (суцільні криві):

● – $Re_d = 110 \cdot 10^3$; ○ – $Re_d = 77 \cdot 10^3$

$= 77 \cdot 10^3$ ця величина зростає і становить 7 %). Характер розподілу статичного тиску вказує про наявність позитивних градієнтів тисків, що є однією з ознак існування відривної течії. Однак модель не фіксує екстремальних значень тисків поблизу стінки, а їх розподіл на відрізку $0 \leq r/d \leq 0,4$ для трьох перших перерізів зберігається рівномірним.

Картина течії та профілі швидкостей у відривній області

На рис. 7, а, б наведено картини течії за гострою передньою кромкою у відривній області відповідно для чисел $Re_d = 110 \cdot 10^3$ та $Re_d = 28 \cdot 10^3$ при сталому русі потоку у вигляді системи ізотак.

На зображених картинах можна виділити кілька важливих областей. Одна з них – область циркуляційної зворотної течії, що виникла в результаті відриву в'язкого шару від входної кромки, який при просуванні вниз за потоком поступово викривляється, падає на стінку труби і приєднується до неї. Частина шару, що відірвався в зоні приєднання, відхиляється в зворотному напрямку проти основної течії та під дією додатного градієнта тиску (див. рис. 5) надходить у циркуляційну область. Інша частина спрямовується в новий пограничний шар, що розвивається нижче за потоком від точки приєднання на стінці труби. З моделей видно,

що відносна довжина відривної області (відривного пузиря), яка збігається з координатою приєднання, при зростанні числа Рейнольдса зменшується: при $Re_d = 110 \cdot 10^3$ – $x/d \approx 0,75$, а при $Re_d = 28 \cdot 10^3$ – $x/d \approx 1$, що протирічить для зазначеного діапазону Re_d експериментальним даним [13, 14].

Модель також не виявила низькошвидкісного вихору довжиною $x/d \approx 0,17-0,19$, який приєднується до гострої кромки, відповідає мінімуму тиску на стінці (рис. 5) і є складовою частиною відривної циркуляційної області [7, 8].

Область потенційної течії розміщена біля осі труби і характеризується поступовим зростанням середньої швидкості в ядрі потоку. Максимальна швидкість відповідає найзвуженішому поперечному перерізу, координата якого дорівнює $\sim 0,4d$ і не залежить від числа Рейнольдса. Цей факт узгоджується з дослідними даними [3, 9].

Область, що знаходиться попереду на деякій відстані від торцевого фланця та отвору труби, являє собою частину атмосфери, що оточує всмоктувальний отвір (див. рис. 1). В ній створюються умови для виникнення повітряного потоку, який рухається з атмосфери через отвір у бік досліджуваної ділянки труби. Статичне розрідження в площині входу ($x/d = 0$) визначає швидкість потоку, що впливає на розвиток області відривної течії та її характеристики. Як видно з рисунків, швид-

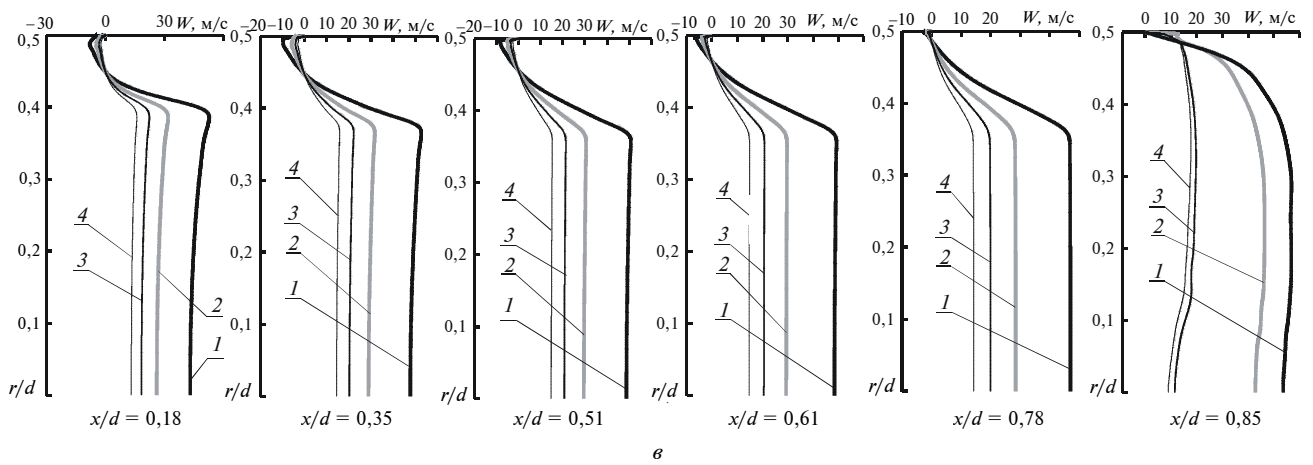
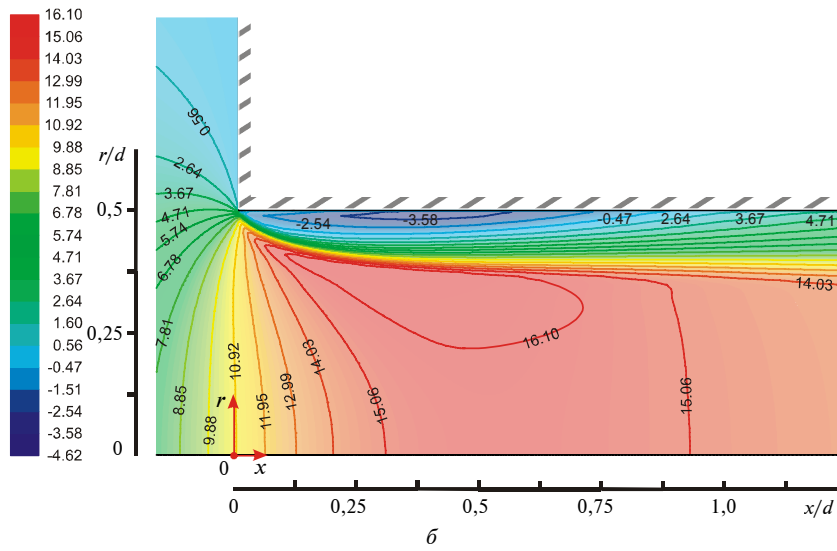
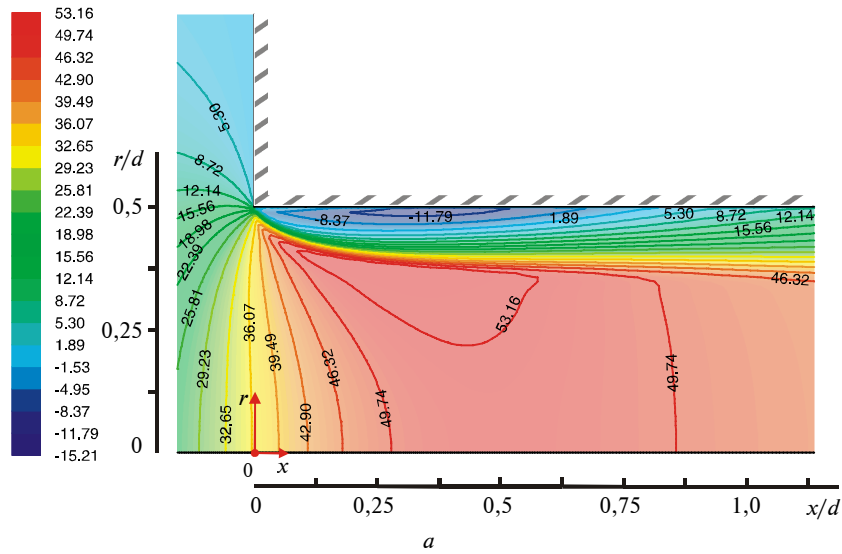


Рис. 7. Картина течії в початковій ділянці при $Re_d = 110 \cdot 10^3$ (а), $Re_d = 28 \cdot 10^3$ (б) і числові профілі швидкості в радіальному напрямку (в): 1 – $Re_d = 110 \cdot 10^3$; 2 – $Re_d = 77 \cdot 10^3$; 3 – $Re_d = 42 \cdot 10^3$; 4 – $Re_d = 28 \cdot 10^3$

кість потоку при віддаленні від отвору ($x/d < 0$) зменшується, а біля входу виникає спектр всмоктування повітряного потоку з нерівномірним розподілом ізотак.

Однак модель (рис. 7, а, б) не відображає розвиток течії в бік всмоктувального отвору на поверхні торцевого фланця, оскільки всі ізотакти не дотикаються до фланця, а замкнені на гострій вхідній кромці, що протирічить результатам експериментальних досліджень [7, 8, 13, 15].

На рис. 7, в наведені розрахункові профілі швидкості для п'яти перерізів початкової ділянки в діапазоні $Re_d = (110-28) \cdot 10^3$. Характерною особливістю профілів є існування точок перегину та максимумів швидкостей. Один максимум швидкості розташований біля стінки і пов'язаний з наявністю зворотної течії у відривному пазирі. Другий максимум розташований ближче до зовнішньої області ядра потоку ($r/d = 0,38$ при $x/d = 0,18$) і пов'язаний із високошвидкісною кільцевою струменевою течією, що виникла в результаті дії відцентрових сил і поперечних градієнтів тиску. Зазначена течія породжує в основному потоці М-подібний (сідлоподібний) профіль швидкості. Такі профілі були встановлені при числовому моделюванні течії на ділянці раптового звуження труби [16] та в експериментальних дослідженнях входів у трубу з гострою кромкою [3]. Досить рівномірні профілі швидкості спостерігаються в перерізах $x/d \geq 0,85$, коли відривна область течії (відривний пазир) зникає. Отже, аналіз рис. 7, в свідчить про те, що на вхідній ділянці з відривною областю течії відбуваються складні

гідродинамічні явища, які викликають істотну нерівномірність профілів швидкості і тиску на початковій ділянці.

Результати дослідження тепловіддачі

На рис. 8 наведено поздовжні розподіли експериментальних [10] і розрахункових коефіцієнтів тепловіддачі в інтервалі $x/d = 0-8$. Аналіз даних рис. 8 свідчить про те, що криві залежностей $\alpha = f(x/d)$ при $Re_d = (110-42) \cdot 10^3$ мають мінімум поблизу вхідної кромки і два максимуми та мінімум нижче за потоком. Стабілізація коефіцієнтів теплообміну настає в області $x/d > 7,5$, де їх значення з відхиленням 5 % відповідають відомій формулі для турбулентного режиму течії [11]. Для числа $Re_d = 28 \cdot 10^3$ другого максимуму на кривій розподілу не спостерігається, що можна віднести до недоліків використаної моделі турбулентності, яка при низькорейнольдсових течіях не корелюється з експериментальними даними.

У досліджуваних межах Re_d екстремуми малорухливі. Так, перші мінімуми лежать у перерізі $x/d \approx 0,22$ поблизу гострої кромки у відривній області. У других мінімумах локальні значення α залишаються приблизно на 67 % вище, ніж при стабілізованій турбулентній течії. Стрибокподібний підйом інтенсивності теплообміну на відрізу $0,6-0,8d$ пов'язаний з приєднанням потоку до стінки і початком розвитку нового пограничного шару. Менші максимуми на графіках є наслідком закінчення перехідного процесу в ламінарному пограничному шарі, їх координати для даного діапазону чисел Re_d залишаються незмінними і становлять $x/d \approx 1,6$. Отже, відрив потоку від гострої вхідної кромки не призводить миттєво до утворення на початковій ділянці турбулентного пограничного шару, а виниклі умови поздовжнього обтікання потоком відривного пазиря з випуклою кривизною сприяють затягненню та

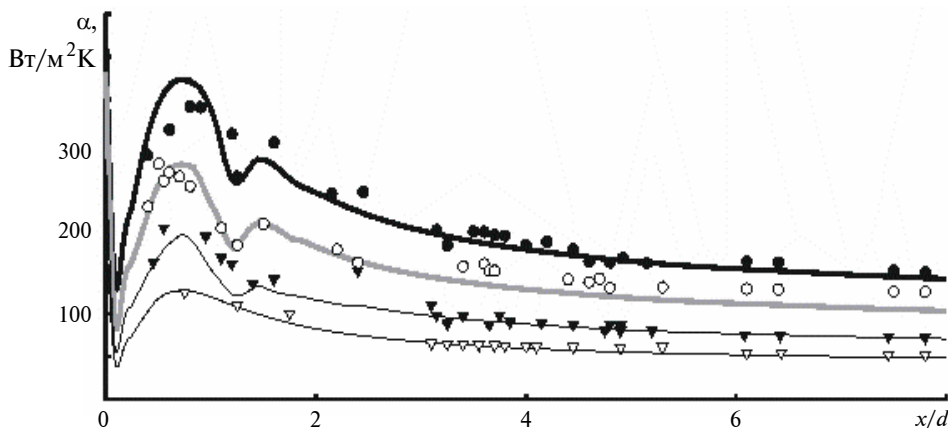


Рис. 8. Розподіл локальних коефіцієнтів тепловіддачі вздовж початкової ділянки: ● – $Re_d = 110 \cdot 10^3$; ○ – $Re_d = 77 \cdot 10^3$; ▼ – $Re_d = 42 \cdot 10^3$; ▽ – $Re_d = 28 \cdot 10^3$; суцільні криві – дані числового моделювання

більш пізньому ламінарно-турбулентному переходу порівняно з безвідривною течією.

Аналіз даних рис. 8 також свідчить про те, що результати числового моделювання найбільше корелюються з результатами експерименту [10] в області стабілізованої течії $x/d > 8$ – при $x/d \leq 8$ відхилення даних числового моделювання від експериментальних залежно від Re_d змінюється від 1,5 до 8,4 %. Крім того, із зменшенням числа Рейнольдса відхилення також зменшується.

Висновки

В результаті виконаних досліджень можна зробити такі висновки.

Розроблена числова CFD-модель гідродинаміки та теплового стану початкової ділянки круглої труби з гострою входною кромкою дала

можливість отримати детальні поля тисків, швидкостей, коефіцієнтів тепловіддачі у відривній області течії.

Проведена верифікація моделі з експериментальними даними теплообміну і гідродинаміки при відривній течії показала, що відмінність величин, отриманих експериментально і за допомогою CFD-моделі, не перевищує для коефіцієнтів тепловіддачі 8,4 % і для коефіцієнтів тиску – 18,3 %.

Проведений теплогідродинамічний аналіз на початковій ділянці за допомогою CFD-моделі показав існування основних структурних зон у відривній області течії, в ядрі нев'язкого потоку і течії перед входом у трубу.

Отримані результати можуть бути використані при дослідженні каналів іншої, більш складної, форми, в яких виникають відривні течії.

В.А. Рогачов, А.В. Баранюк

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ КРУГЛОЙ ТРУБЫ ПРИ ОТРЫВНОМ ТЕЧЕНИИ

Проведено исследование области отрывного течения в начальном участке круглой прямой трубы, имеющей острую входную кромку с углом 90° , с помощью численного моделирования. Разработана CFD-модель, позволяющая проводить расчеты теплогидродинамических параметров потока при отрывном течении в диапазоне чисел Рейнольдса от $28 \cdot 10^3$ до $110 \cdot 10^3$. Верификация используемых численных моделей осуществлялась по данным экспериментального измерения пространственного поля статических давлений и локального теплообмена в начальном участке круглой трубы.

V.A. Rogachov, O.V. Baranyuk

MODELING OF HYDRODYNAMICS AND HEAT EXCHANGE IN THE INITIAL AREA OF ROUND PIPE AT THE SEPARATED FLOW

Employing the method of computational modeling, we study the area of separated flow of the initial section of the round straight tube. It has the input sharp edge angled 90° . Moreover, we develop the CFD-model that allows calculating the heat hydrodynamic parameters of the stream in the separated flow in the range of Reynolds numbers from $28 \cdot 10^3$ to $110 \cdot 10^3$. Based on the results of measuring the dimensional field of static pressures and local heat transfer in the initial section of the round tube, we verify the applied numerical models.

1. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. – М.: Наука, 1982. – 472 с.
2. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках: Учеб. пос. для вузов / Под ред. Б.С. Петухова. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 472 с.
3. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1960. – 466 с.
4. Круковский П.Г., Юрченко Д.Д. Сопряженные задачи теплообмена (методы решения, проблемы, примеры) // IV Междунар. конф. “Проблемы промышленной тепло-
5. Юрченко Д.Д., Круковский П.Г., Полубинский А.С. и др. Тепловое состояние охлаждаемой лопатки ГТД в сопряженной постановке // Там же. – С. 309–310.
6. Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений: Учеб. пос. – СПб.: БГТУ, 2001. – 110 с.
7. Легкий В.М., Рогачев В.А. Течение в начальном участке трубы с острой входной кромкой. Физическая модель течения // Инж.-физ. журн. – 1989. – 56, № 2. – С. 215–220.

техники”: Тез. докл. – К.: ИТТФ НАН Украины, 2005. С. 34–35.

8. *Легкий В.М., Рогачев В.А.* Течение в начальном участке трубы с острой входной кромкой. Сравнительный анализ // Там же. – № 4. – С. 547–550.
9. *Легкий В.М., Рогачев В.А.* Структура поля статических давлений в начальном участке трубы с острой входной кромкой // Там же. – 1991. – **61**, № 5. – С. 709–714.
10. *Легкий В.М., Рогачев В.А.* Локальный теплообмен в начальном участке трубы с острой входной кромкой. Природа и поведение экстремумов интенсивности теплообмена // Там же. – 1993. – **65**, № 2. – С. 131–137.
11. *Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.* Теплопередача. – М.: Энергоиздат, 1975. – 488 с.
12. *Юрченко Д.Д.* Розробка, верифікація та аналіз тривимірної CFD-моделі теплового стану охолоджуваної лопатки ГТД у спряженій постановці: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – К., 2007. – 24 с.
13. *Рогачев В.А.* Теплообмін на вхідній ділянці труби при течії з відривом: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – К., 1993. – 16 с.
14. *Ито Н., Ватанабе И., Исимару Н. и др.* Исследование характеристик двух расходомерных сопел, установленных на входе трубы // Тр. американского общества инженеров-механиков "Теоретические основы инженерных расчетов". – 1981. – **103**, № 1. – С. 119–126.
15. *Бромлей М.Ф.* Структура воздушного потока в зоне действия всасывающих отверстий // Отопление и вентиляция. – 1934. – № 2. – С. 2–8.
16. *Vrentas J.S., Duda J.L.* Flow of Newtonian fluid through sudden contraction // Appl. Sci. Res. – 1973. – **28**, N 4. – P. 221–260.

Рекомендована Радою
теплоенергетичного факультету
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції
14 квітня 2009 року