

УДК 532.525.6

Е.Я. Епik, Т.Т. Супрун

**ВПЛИВ ВІДРИВУ ПОТОКУ НА ТЕПЛОБМІН ТА ГІДРОДИНАМІКУ ПЛОСКОЇ РОБОЧОЇ ПОВЕРХНІ ТЕПЛОЕНЕРГЕТИЧНОГО ОБЛАДНАННЯ**

The results of an experimental study of heat transfer, friction, velocity and temperature characteristics as well as turbulence structure on the flat surface are presented for relaxation zone after a separation at free stream turbulence  $Tu_e \approx 0,2\%$  in the range of velocities 5–10 m/s. The type of a separation (laminar, transitional or turbulent) is adjusted by velocity, shape of an inlet edge of the plate and length of an interceptor, installed in the end of test section of the wind tunnel. The dissimilarity of an internal structure of a hydrodynamic and thermal boundary layers and different rates of their recovery in relaxation zone were confirmed. The similarity equation was proposed for calculation of heat transfer intensification depending on turbulent viscosity.

**Вступ**

Відомо, що в проточній частині теплоенергетичного обладнання потоки теплоносіїв, як правило, є істотно турбулізованими завдяки багатьом збурюючим факторам (підвищена турбулентність, швидкісна нестационарність, градієнти тиску тощо), серед яких важливу роль відіграють локальні замкнені відриви. Відриви неминуче виникають при обтіканні вхідних кромок окремих елементів та на самих робочих поверхнях при наявності позитивних градієнтів тиску. Останні зумовлені конструктивним виконанням проточної частини, в якій мають місце зміни поперечних перерізів і, як наслідок, уповільнення потоку теплоносія. У зв'язку з цим протягом багатьох років велика увага приділялася дослідженням відривних течій [1–8], оскільки утворення відриву викликає значні зміни в розподілах коефіцієнтів перенесення та структурі гідродинамічних і теплових прилежуваних шарів (ПШ) як в області розташування самого відриву, так і в зоні релаксації за ним.

Незважаючи на численні спроби проникнення в механізм відриву в зонах рециркуляції, приєднання і релаксації, деякі аспекти відривних складних течій донині залишаються непрогнозованими. Так, не розроблено універсальні критерії оцінки інтенсивності відриву та методи діагностування його типу (ламінарний, перехідний або турбулентний). Відсутні достовірні рекомендації для визначення розмірів (довжини та висоти) відривного пузиря і довжини зони релаксації за ним. Обмежено дані із впливу ступеня турбулентності на формування відриву та розвиток ПШ у зоні релаксації за ним.

Більшість як експериментальних, так і розрахункових робіт належать до випадку

перенесення імпульсу. Проблеми, пов'язані з впливом відриву на тепловіддачу, залишаються також до кінця не визначеними. Оскільки в зоні відриву тертя практично зникає, то в ній виникає істотне порушення аналогії Рейнольдса, яке розповсюджується на зону релаксації. Встановлення закономірностей цього складного процесу перенесення потребує ретельних експериментальних даних, отриманих в умовах, максимально наближених до умов у проточній частині натурального обладнання. Недостатність таких даних, з одного боку, обмежує можливість розроблення числових методів, частина яких заснована на застосуванні турбулентного числа Прандтля. З другого боку, ускладнюється верифікація числових методів, яка будується на відповідній експериментальній базі даних. Також цим стримується розроблення перспективних феноменологічних підходів для описання особливостей процесів перенесення в самому відриві та в зоні релаксації за ним.

У зв'язку зі швидким розвитком комп'ютерної техніки в останнє десятиліття спостерігається непропорційне зростання числового моделювання порівняно з фізичним експериментом [9, 10]. Тому особливої актуальності набувають експериментальні дослідження тепловіддачі та гідродинаміки складних, у тому числі відривних, течій, які сприяють розвитку уявлень про важливі особливості перенесення при виникненні відривів, дають можливість оцінити реальний хід процесів й істотно поліпшити числове моделювання.

**Постановка задачі**

У проточній частині теплоенергетичного обладнання зазвичай створюються умови, які

сприяють виникненню локальних замкнених відривів. Їх виникнення призводить до перерозподілів коефіцієнтів теплообміну та зміни гідродинамічного опору по довжині робочих поверхонь і супроводжується істотними порушеннями структури теплового та гідродинамічного ПШ у зонах самого відриву і релаксації.

Оскільки зона релаксації за відривом може займати значну частину робочої поверхні, в цій статті поставлено за мету на основі експериментальних досліджень визначити характеристики ПШ за чотирма типами відривів на вхідній кромці поверхні. Для порівняння застосовано безвідривну течію, під час організації якої відбувається ламінарно-турбулентний перехід. Значну увагу приділено інтегральним (розподіли коефіцієнтів тепловіддачі та тертя по довжині поверхні, профілі швидкостей та температур в характерних перерізах) і локальним (зміни пульсацій швидкості та температури на зовнішній границі ПШ) параметрам.

Завдання експериментального дослідження:

- розширити фізичні уявлення про особливості процесів перенесення у відривних течіях;
- розробити засоби визначення типу й інтенсивності відриву;
- апробувати універсальний підхід для проведення оцінки інтенсифікації теплообміну в зоні релаксації;
- накопичити банк експериментальних даних для верифікації числових методів.

Таким чином, основною метою є подання та аналіз експериментальних даних про важливі характеристики динамічного та теплового ПШ, перш за все в зоні релаксації, де відбувається відновлення ПШ до “класичного” турбулентного зразка.

#### Експериментальне обладнання та методика проведення досліджень

Експерименти проводились у типовій низькошвидкісній аеродинамічній трубці відкритого типу з розмірами робочої частини  $120 \times 120 \times 800$  мм<sup>3</sup>. Схему установки наведено на рис. 1. Робочою поверхнею слугувала поздовжня обтічна плоска пластина з передньою кромкою округленою або затупленою конфігурацією.

Необхідно мати на увазі, що ступінь турбулентності дуже впливає на характеристики відриву. Підвищення турбулентності, з одного боку, зменшує довжину відриву, а з другого, сприяє зростанню його енергетичної потужно-



Рис. 1. Низькошвидкісна аеродинамічна трубка відкритого типу

сті [11, 12]. У той самий час, як буде підтверджено результатами цього експериментального дослідження, відрив є потужним генератором турбулентності на зовнішній границі динамічного ПШ, тобто в зоні релаксації його дія подібна до накладання зовнішньої турбулентності. Саме тому, щоб оцінити вплив “чистого” відриву різного типу та його інтенсивності на теплообмін і гідродинаміку робочої поверхні, в дослідженні застосовували природний ступінь турбулентності, який становив  $Tu_e \approx 0,2\%$ .

Інтенсивність відриву регулювалась трьома способами:

- формою вхідної кромки, округленою радіусом 1,5 мм ( $2h = 3$  мм) або затупленою ( $2h = 7,5$  мм);
- величиною середньої швидкості зовнішнього потоку  $U_e = 5$  або 10 м/с;
- висотою інтерцептора  $H = 0-60$  мм, розміщеного в кінці робочої частини на її верхній стінці.

Зміна висоти інтерцептора викликала значний перерозподіл тиску поблизу вхідної кромки пластини, що призводило до утворення відривного пузиря різної інтенсивності та довжини. При цьому по довжині зони релаксації градієнт тиску був практично відсутній.

Коефіцієнти тепловіддачі визначались методом електрокалориметрії. На більшій частині поверхні пластини при  $x > 30$  мм ( $x$  – поточна довжина пластини) були реалізовані граничні умови другого роду  $q_w = \text{const}$ . Параметри швидкісної та температурної турбулентності вимірювались за допомогою прецизійної термоанемометричної системи DISA-55M. Коефіцієнти тертя були визначені як за вимірними розподілами швидкості, так і за модифікованим методом Клаузера ( $k = 0,4$  і  $C = 5,1$ ). Довжина області приєднання була оцінена на основі зміни сигналу термоанемометра у відривному пузирі.

Усього проведено п'ять серій досліджень, в яких було реалізовано безвідривну течію (се-

Таблиця. Основні характеристики експерименту

Серія	$H$ , мм	Вхідна кромка $2h$ , мм	$U_e$ , м/с	$x_r$ , мм	$v_{t\delta_r}/v$	Тип відриву	Символи
1	60	Округлена 3	10	–	0	Без відриву	□
2	25	Округлена 3	5	25	5	Ламінарний	+
3	25	Округлена 3	10	10	20	Перехідний	○
4	0	Округлена 3	10	10	38	Турбулентний	△
5	0	Затуплена 7,5	10	30	60	Турбулентний	×

рія 1), а також течії з відривом різного типу й інтенсивності. В експериментах спостерігались такі типи відриву (таблиця): турбулентний різної інтенсивності (серії 4 і 5), перехідний (серія 3) і ламінарний (серія 2). У серії 1 відрив був відсутній. Методи діагностики типу відриву та його інтенсивності буде наведено нижче під час аналізу отриманих результатів.

У таблиці, крім геометричних характеристик робочої поверхні та режимних параметрів, наведено довжину зони рециркуляції  $x_r$ , а також значення безрозмірної турбулентної в'язкості  $v_{t\delta_r}/v$  на зовнішній границі динамічного ПШ у перерізі приєднання при  $x = x_r$  ( $v$  – молекулярна в'язкість робочого середовища). Значення  $v_{t\delta_r}/v$  розраховане за розподілами пульсацій швидкості на зовнішній границі динамічного ПШ та застосоване для визначення інтенсивності відриву, як це показано далі.

#### Загальний підхід до оцінки переносних властивостей зовнішньої течії

Оскільки відрив є джерелом збурень потоку, при аналізі процесів перенесення в зоні релаксації можна застосовувати методи узагальнення, поширені для турбулізованих течій. Відповідно до сучасного уявлення, основним визначальним параметром, який відповідає за інтенсивність процесів перенесення в турбулізованих течіях, є турбулентна в'язкість  $v_{t\delta}$  на зовнішній границі динамічного ПШ. Застосування цього параметра дає можливість врахувати як сумісну дію ступеня турбулентності і її характерного масштабу, так і нелінійну взаємодію зовнішньої течії з пристінним ПШ.

У [13] запропоновано підхід до визначення турбулентної в'язкості зовнішньої течії  $v_{te} = f(x)$  в рамках двопараметричних моделей турбулентності, зокрема “енергія–дисипація”, на основі законів затухання турбулентності  $Tu_e = f(x)$ . Перехід від  $v_{te}$  до  $v_{t\delta}$  у турбулізованих течіях здійснюється із врахуванням створення “надшару” і виниклих в ньому змін залежно від масштабу турбулентності зовнішньої течії. Розрахунки цього складного нелінійного процесу трансформації турбулентної в'язкості в “надшарі” у зоні релаксації за відривом можуть бути проведені при заданні законів затухання турбулентності  $Tu_\delta = f(x)$  на зовнішній границі динамічного ПШ, де відрив потоку ініціює виникнення турбулентності.

На рис. 2 наведено розподіли повздовжньої компоненти пульсацій швидкості на зовнішній границі динамічного ПШ, які ототожуються з  $Tu_\delta$ . Як видно з аналізу даних

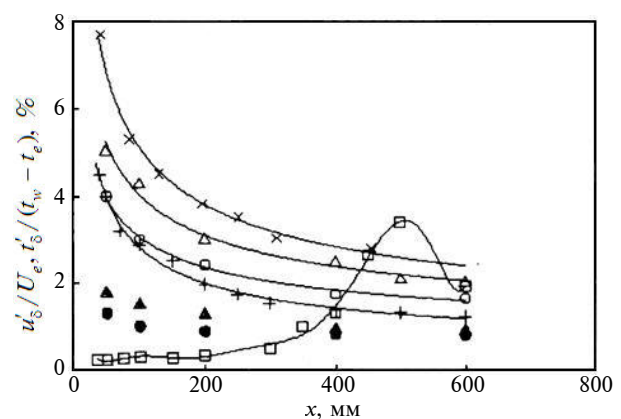


Рис. 2. Розподіл пульсацій швидкості та температури на зовнішній границі ПШ: □ – серія 1; + – серія 2; ○ – серія 3; △ – серія 4; × – серія 5

рис. 2, відрив потоку є потужним генератором турбулентності, дія якого проявляється, перш за все, в значній турбулізації зовнішньої границі динамічного ПШ. У зоні релаксації в міру віддалення від відриву ступінь турбулентності  $Tu_{\delta}$  поступово знижується. Таким чином, виникаючи поблизу поверхні та маючи фактично внутрішню природу, відрив діє подібно до зовнішнього джерела збурень.

Так, у серіях 5 і 4 за відривом турбулентного типу на зовнішній границі динамічного ПШ ступінь турбулентності, оцінений за повздовжньою компонентою пульсацій, досягає  $Tu_{\delta} \approx 7,7$  і  $5,1$  % при  $x = 0,050$  м, зменшуючись до  $Tu_{\delta} \approx 2,6$  і  $2,0$  % при  $x = 0,60$  м, незважаючи на низький ступінь турбулентності зовнішнього потоку. Підвищений ступінь турбулентності з монотонним характером затухання в зоні релаксації спостерігається також в серіях 3 та 2, тоді як в серії 1 розподіли  $Tu_{\delta} = f(x)$  відрізняються немонотонністю, що пов'язано з появою ламінарно-турбулентного переходу при відсутності відриву. Оскільки якісно подібні розподіли пульсацій швидкості спостерігаються в аеродинамічних трубах при генерації турбулентності спеціальними турбулізаторами (наприклад, решітками або перфорованими шайбами), доцільно описати затухання турбулентності в зоні релаксації за відривом аналогічним універсальним законом

$$1 / Tu_{\delta}^2 = A(x + x_0)^m, \quad (1)$$

де розмірний коефіцієнт  $A$  ( $m^{-1,2}$ ) та фіктивна довжина  $x_0$  (м) знаходяться з експерименту, а показник степеня  $m$  задається з фізичних міркувань залежно від стадії виродження турбулентності.

На основі закону затухання турбулентності в рамках моделі “енергія–дисипація” турбулентна в'язкість на зовнішній границі динамічного ПШ розраховується, як

$$v_{t\delta} = 0,169 U_e (x + x_0) Tu_{\delta}^2 / m. \quad (2)$$

У наведених вище двох прикладах організації відриву турбулентного типу для закону затухання турбулентності (1) при  $m = 1,2$  були отримані значення  $A = 2580 m^{-1,2}$ ,  $x_0 = 0,053$  м (серія 5) та  $A = 4030 m^{-1,2}$ ,  $x_0 = 0,091$  м (серія 4). Подальше застосування залежностей (1) та

(2) дало можливість розрахувати ступені турбулентності та турбулентні в'язкості в перерізі приєднання: серія 5 —  $x_r = 0,03$  м,  $Tu_{\delta_r} = 8,77$  %,  $v_{t\delta_r} = 8,99 \cdot 10^{-4} m^2/c$ ; серія 4 —  $x_r = 0,01$  м,  $Tu_{\delta_r} = 6,23$  %,  $v_{t\delta_r} = 5,52 \cdot 10^{-4} m^2/c$ .

Порівняння безрозмірних значень  $v_{t\delta_r}/v$ , наведених у таблиці, дає змогу зробити висновок, що найінтенсивнішим є відрив у серії 5, який створюється при затупленій кромці поверхні та відсутності інтерцептора. Значення  $Tu_{\delta_r}$  для визначення інтенсивності відриву можуть бути застосовані тільки при умові  $U_e = \text{const}$ .

На рис. 2 також наведено профілі температурних пульсацій на зовнішній границі теплового ПШ для серій 3 і 4 в разі виникнення перехідного та турбулентного відривів. Як впливає з даних рис. 2, рівень пульсацій температури  $t'$  значно нижчий, ніж пульсацій швидкості  $u'$ , і досягає всього  $t'/(t_w - t_e) - 1,3$  і  $1,6$  % при  $x = 50$  мм та  $0,8-0,9$  % при  $x = 600$  мм відповідно в серіях 3 і 4 ( $t_w$  та  $t_e$  — температура поверхні та зовнішньої течії). Цей факт свідчить про послаблення кореляції між пульсаціями швидкості та температури на зовнішній границі теплового ПШ, порушення аналогії Рейнольдса і консервативність теплового ПШ до збурень внутрішньої та зовнішньої природи, викликаних відривом.

### Коефіцієнти тертя і тепловіддачі

Розподіли локальних коефіцієнтів тертя  $C_f = f(Re^{**})$  і тепловіддачі  $St = f(Re^{**})$  подано на рис. 3 та 4. Результати експериментів зіставляються з даними для “класичних” ПШ, що розвиваються при  $Tu_e = 0$  та відсутності повздовжнього градієнта тиску. Для відповідної оцінки використано такі залежності [13, 14]:

для ламінарного ПШ

$$C_{f0} = 0,44 \cdot Re^{**-1}; \quad (3)$$

$$St_0 = 0,365 \cdot Re^{**-1}; \quad (4)$$

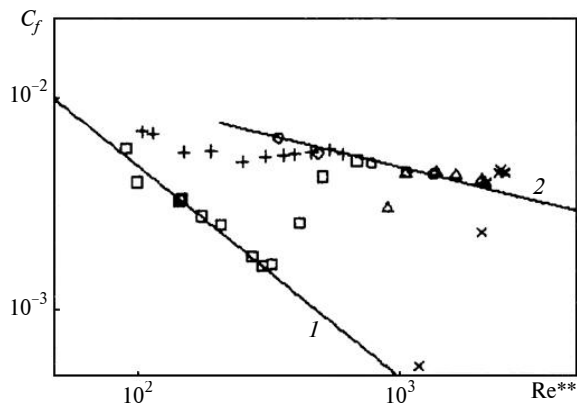


Рис. 3. Розподіл коефіцієнтів тертя: 1 – залежність (4); 2 – залежність (6); □ – серія 1; + – серія 2; о – серія 3; Δ – серія 4; × – серія 5

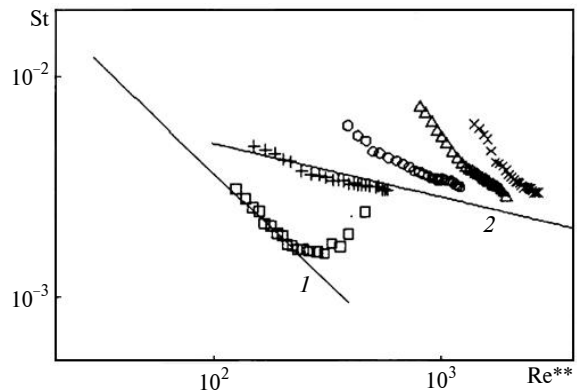


Рис. 4. Розподіл коефіцієнтів тепловіддачі: 1 – залежність (5); 2 – залежність (2); □ – серія 1; + – серія 2; о – серія 3; Δ – серія 4; × – серія 5

для турбулентного ПШ

$$C_{f0} = 0,027 [1 + 0,05 (\lg Re^{**} - 3,3) + 0,1 (\lg Re^{**} - 3,3)^2] Re^{**-0,268}; \quad (5)$$

$$St_0 = 0,0144 \cdot Re^{**-0,25}. \quad (6)$$

Рівняння подібності (3)–(6) побудовано на основі числа Рейнольдса  $Re^{**}$ , визначеного за товщиною втрати імпульсу  $\delta^{**}$ . Застосування  $Re^{**}$  є достатньо поширеним при локальному поданні експериментальних даних. У цьому випадку багато невизначеностей, пов'язаних як із початковими умовами, так і з особливостями розвитку ПШ, виключаються завдяки використанню як визначального геометричного параметра  $\delta^{**}$  [14].

Як видно з рис. 3 і 4, за відсутності відриву (серія 1,  $U_e \approx 10$  м/с,  $H = 60$  мм) в діапазоні  $Re^{**} = 110$ – $280$  відбувається розвиток типового ламінарного ПШ, який характеризується спаданням локальних коефіцієнтів перенесення тертя  $C_f$  та тепла  $St$  при зростанні  $Re^{**}$ . У діапазоні  $Re^{**} = 280$ – $650$  розміщується типовий ламінарно-турбулентний перехід, координати зони динамічного та теплового переходів якого практично збігаються. Розвиток турбулентного ПШ не спостерігається, оскільки вся довжина поверхні зайнята ламінарним і перехідним ПШ. Розподіли коефіцієнтів тертя та тепловіддачі свідчать про існування аналогії Рейнольдса, причому збіг з відомими рекомендаціями (3)–(6) підтверджує надійність використаної методики вимірів.

Серії 2 і 3 ідентичні з точки зору їх геометрії при однаковій довжині інтерцептора ( $H = 25$  мм). Вони відрізняються швидкостями зовнішнього потоку ( $U_e \approx 5$  і  $10$  м/с) і значеннями  $v_{\tau\delta_r}/v$ . У серії 2 існування відриву ламінарного типу сприяє виникненню псевдоламінарного ПШ, який через байпасний ламінарно-турбулентний перехід трансформується в турбулентний ПШ. Це підтверджується підвищеними значеннями коефіцієнтів тертя та теплообміну при  $Re^{**} < 200$ . Розподіл коефіцієнтів тертя на пластині немонотонний, у той час як у розподілах коефіцієнтів тепловіддачі проявляється тенденція до зникнення немонотонності. Як результат виникнення псевдоламінарного і турбулентного ПШ, байпасний перехід, який перебуває в діапазоні  $Re^{**} \sim 200$ – $450$ , починається при вищих значеннях  $C_f$ , ніж у “класичному” ламінарному ПШ, та закінчується при значеннях  $C_f$ , характерних для “класичного” турбулентного ПШ. У серії 3 відрив перехідного типу також стимулює розвиток байпасного переходу, минувши стадію псевдоламінарного ПШ, внаслідок чого розподіли коефіцієнтів тертя і тепловіддачі стають монотонними. Такий незвичайний тип теплового байпасного переходу з монотонною зміною коефіцієнтів тепловіддачі було вперше описано в [15] і названо “верхнім”.

Аналіз результатів серій 4 і 5 дає змогу чітко виокремити дві зони: “швидкої” та “повіль-

ної” релаксації. В цих серіях при  $U_e \approx 10$  м/с, за відсутності інтерцептора та при різних конфігураціях вхідної кромки виникають турбулентні відриви різної інтенсивності. В зоні “швидкої” релаксації ( $x/x_r < 3,3$ ) інтенсивно зростають коефіцієнти тертя, значення яких безпосередньо за відривом значно нижчі, ніж у “класичному” турбулентному ПШ. У той самий час коефіцієнти тепловіддачі, рівень яких значно вищий, ніж у “класичному” турбулентному ПШ, досить швидко зменшуються вздовж робочої поверхні зі зростанням  $Re^{**}$ . У зоні “повільної” релаксації ( $x/x_r > 3,3$ ) розвивається квазітурбулентний ПШ, протяжність якого досить велика. В цій зоні поступово відбувається наближення до характеристик “класичного” турбулентного ПШ.

При постійній довжині робочої поверхні збільшення інтенсивності відриву призводить до зсуву та розширення діапазону  $Re^{**}$  (наприклад,  $Re^{**} \sim 800-2000$  та  $Re^{**} \sim 1400-2800$  в серіях 4 і 5 відповідно), що пов’язано зі значним зростанням товщини втрати імпульсу.

### Профілі швидкості та температури

Розподіли швидкості та температури в ПШ представлено і проаналізовано при  $x = \text{const}$ . На нашу думку, така форма їх подання дасть можливість провести пряме зіставлення характеристик ПШ після відриву різного типу й оцінити вплив інтенсивності відриву на внутрішню структуру ПШ у зоні релаксації.

На рис. 5 в перерізі  $x = 50$  мм побудовано профілі швидкості в координатах закону стінки  $u^+ = f(y^+)$ , де для нормування використано швидкість тертя  $u^*$ :  $u^+ = U/u^*$  ( $y$  відраховується по нормалі до поверхні). Особливістю всіх профілів є наявність суттєвих змін, перш за все, в зовнішній частині ПШ.

Для серій 1 (без відриву) і 2 (ламінальний відрив) характерна повна відсутність області дії логарифмічного закону:

$$u^+ = 2,5 \cdot \ln y^+ + 5,1. \quad (7)$$

Такі профілі швидкості є типовими для ламінарних і псевдоламінарних ПШ [13]. Це дає підстави в серії 2 вважати відрив *ламінарним*.

У серії 3 розширення буферної зони та початок формування області дії логарифмічно-

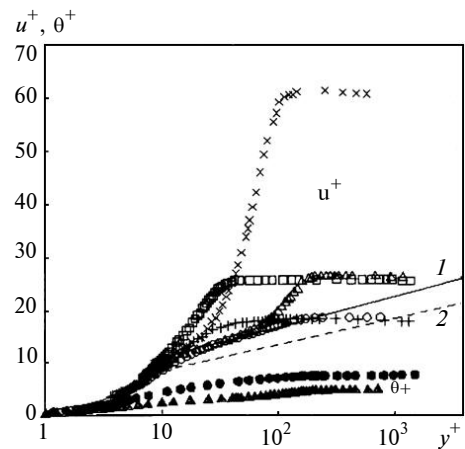


Рис. 5. Профілі швидкості та температури: 1 – рівняння (8); 2 – рівняння (9); □ – серія 1; + – серія 2; о – серія 3; Δ – серія 4; × – серія 5

го закону свідчать про виникнення *перехідного* відриву.

Значна зміна профілів швидкості внаслідок інтенсивних процесів, що відбуваються у відривному пузирі, має місце в серіях 4 і 5. Для таких течій характерна поява дифузійно-буферного ефекту. Це проявляється в розширенні буферної зони в область нижчих значень  $y^+$  і виникненні в зоні сліду за областю дії логарифмічного закону специфічної “петлі”, характерної для потоків із повздовжнім позитивним градієнтом тиску [16]. Такі профілі швидкості підтверджують виникнення *турбулентного* відриву.

Таким чином, профілі швидкості в безпосередній близькості до відриву містять інформацію, яка дає можливість класифікувати його тип.

За відривом по довжині зони релаксації поступово в серіях 2–5 формуються профілі швидкості, типові для квазітурбулентних ПШ. Для таких профілів при  $x = 600$  мм характерна наявність чітко вираженої зони дії логарифмічного закону, причому особливістю профілів, як і в турбулізованих течіях, є від’ємні значення параметра сліду [13].

Температурні профілі також подано в координатах стінки  $\theta^+ = f(y^+)$ , де  $\theta^+ = \Delta t/t^*$ ,  $\Delta t$  – різниця температур поверхні та середовища в ПШ,  $t^* = f(u^*)$  – динамічна температура.

Трансформація температурних профілів не ідентична описаній вище для профілів швидкості. В тепловому ПШ в серіях 3 і 4 поблизу відриву при  $x = 50$  мм дослідні точки розміщу-

ються нижче відомої залежності для “класичного” турбулентного ПШ:

$$\Theta^+ = 2,12 \cdot \ln y^+ + 3,5. \quad (8)$$

Ці факти підтверджують порушення аналогії Рейнольдса в зоні релаксації за перехідним і турбулентним відривами.

#### Універсальний підхід до узагальнення даних з інтенсифікації теплообміну

Для ілюстрації універсальності підходу до узагальнення експериментальних даних з теплообміну було відібрано серії 4 та 5, в яких був відрив турбулентного типу. Згідно із застосованим підходом, який ґрунтується на модифікації рекомендацій [13], в зоні релаксації ( $x > x_r$ ) інтенсифікацію теплообміну було пов'язано з відносною турбулентною в'язкістю  $v_t/v_{t0}$  на зовнішній границі динамічного ПШ.

У першому наближенні в зоні релаксації ( $x > x_r$ ) інтенсифікацію теплообміну можна оцінити співвідношенням безрозмірних чисел Стентона

$$St/St_0 = f(v_{t\delta_r}/v_{t0}), \quad (9)$$

де  $St_0$  визначається рівнянням (6) для “класичного” турбулентного ПШ, що розвивається в незбуреному потоці при відсутності поздовжнього градієнта тиску.

Співвідношення (9) включає турбулентну в'язкість  $v_{t0}$ , яка самогенерується в “класичному” турбулентному ПШ і може бути розрахована на основі відомих рекомендацій, наприклад [13], із врахуванням товщини витиснення  $\delta^*$ :

$$v_{t0} = 0,0168 U_e \delta^*. \quad (10)$$

Необхідно зазначити, що вибір умов зіставлення є дуже важливим під час оцінки інтенсифікації теплообміну й узагальнення результатів експериментів. Співвідношення (9) рекомендується для умови  $Re^{**} = \text{const}$ , оскільки саме використання  $Re^{**}$  є доцільнішим при локальному поданні дослідних даних.

У першому наближенні інтенсифікацію теплообміну в зоні релаксації за турбулент-

ним відривом можна описати такою єдиною залежністю:

$$St/St_0 = 1 + 0,2 (v_{t\delta_r}/v_{t0})^3, \quad (11)$$

яка підтверджує універсальність підходів, базованих на застосуванні турбулентної в'язкості  $v_{t\delta_r}$  на зовнішній границі динамічного ПШ як основного визначального параметра при узагальненні даних з інтенсифікації теплообміну в збурених течіях.

#### Висновки

Експерименти підтвердили відновлення ПШ за відривом до “класичного” турбулентного зразка з різною швидкістю цього поступового процесу, що дало змогу виокремити зони “швидкої” та “повільної” релаксації в зовнішній і внутрішній частинах ПШ.

Викликаючи суттєві структурні зміни поблизу стінки, відрив “працює” як генератор зовнішньої турбулентності, внаслідок чого довжина зони релаксації в зовнішній частині ПШ значно більша, ніж у внутрішній. До того ж зона релаксації теплового ПШ коротша за гідродинамічну через консервативну реакцію теплових ПШ до різних збурень, включаючи відрив.

Узагальнення дослідних даних з інтенсифікації теплообміну підтвердило ефективність використаного підходу для першорядної ролі турбулентної в'язкості в оцінці переносних властивостей складних течій.

Результати досліджень розширили наявні ідеї з нетрадиційної та певною мірою непередбачуваної трансформації багатьох важливих характеристик динамічного і теплового ПШ в зоні релаксації: розподіл коефіцієнтів тертя та тепловіддачі, середніх швидкостей і температур, пульсацій швидкості та температури на зовнішній границі ПШ.

Отримані дані можуть бути використані при розробленні перспективних інженерних і числових методів розрахунку складних течій в теплоенергетичному обладнанні, а також застосовані як база даних під час розроблення феноменологічних підходів для опису складних відривних течій та верифікації числових методів при застосуванні пакетів стандартних програм.

1. Bradshaw P., Wong F.Y.F. The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Flow // *J. Fluid Mech.* – 1972. – **52**, pt. 1. – P. 113–135.
2. Ruderich R., Fernholz H.H. An Experimental Investigation of a Turbulent Shear Flow with Separation, Reverse Flow, and Reattachment // *Ibid.* – 1986. – **163**. – P. 283–322.
3. Castro I.P., Haque A. The Structure of a Turbulent Shear Layer Bounding a Separation Region // *Ibid.* – 1987. – **179**. – P. 439–478.
4. Simpson R.L. Turbulent Boundary Layer Separation // *Ann. Rev. Fluid Mech.* – 1981. – P. 205–234.
5. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я., Юшина Л.Е. Влияние турбулентности внешнего потока на развитие пограничного слоя за областью отрыва // *Промтеплотехника.* – 1991. – **13**, № 2. – С. 3–10.
6. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я., Юшина Л.Е. Спектральные характеристики пограничного слоя, развивающегося за отрывом // *Там же.* – **13**, № 3. – С. 12–19.
7. Dyban E.P., Epik E.Ya., Yushyna L.E. Heat Transfer on the Surface of Longitudinally Streamlined Bodies in the Presence of Closed Separation and External Flow Turbulization // 10<sup>th</sup> International Heat Transfer Conf., Brighton, UK, 1994. – **3**. – P. 211–216.
8. Epik E.Ya., Suprun T.T., Yushyna L.E. The Influence of Turbulence on the Mechanism of Heat Transfer and Selective Properties of Bypass Transition // 2<sup>nd</sup> Intern. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Delft, Netherlands. – 1997. – P. 243–252.
9. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев С.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. – СПб.: Судостроение, 2005. – 392 с.
10. Lamballais E., Silvestrini J., Laizet S. Direct Numerical Simulation of a Separation Bubble on a Rounded Finite-width Leading Edge // *Intern. Journal of Heat and Fluid Flow.* – 2008. – **29**. – P. 612–653.
11. Castro I.P., Epik E.Ya. Boundary Layer Relaxation after a Separated Region // Tenth Symp. on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania, USA. – 1995. – 6 p.
12. Castro I.P., Epik E.Ya. Boundary Layer Development after a Separated Region // *J. Fluid Mech.* – 1998. – **374**. – P. 91–116.
13. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизованных потоков. – К.: Наук. думка, 1985. – 296 с.
14. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 287 с.
15. Dyban E.P., Epik E.Ya., Suprun T.T., Kuimov S.V. Heat Transfer of Plate in the Presence of Laminar-Turbulent Transition and Increased Turbulence of the External Flow // 1<sup>st</sup> Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Lisbon, Portugal. – 1994. – P. I.12.1–I.12.4.
16. Dyban E.P., Epik E.Ya. Internal Structure of Turbulent Boundary Layer at Unfavorable Pressure Gradient and Increased Turbulence of External Flow // *Energetika, Lietuvos Moksly Akademija.* – 1992. – N 3. – P. 110–118.

Рекомендована Радою  
теплоенергетичного факультету  
НТУУ “КПІ”

Надійшла до редакції  
24 лютого 2011 року