

Механізм формування торцевого ефекту в газових потоках вихрових камер

В. М. Турик

КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, Україна

Received: 07 November 2019 / Accepted: 24 November 2019

Проблематика. Аеротермодинамічні особливості структури обмежених закручених потоків як резерв удосконалення методів раціональної організації процесів переносу маси, імпульсу та енергії в потоках робочих середовищ технологічних і енергетичних установок, до складу яких входять вихрові камери.

Мета дослідження. З'ясування фізичної моделі першопричини так званого «торцевого ефекту» у вихрових камерах при дозвукових швидкостях вхідного потоку.

Методика реалізації. На підставі попередніх візуалізаційних і термоанемометричних досліджень проведено наближений теоретичний аналіз розподілів тиску й температури газу за радіусом вихрової камери в зоні максимального моменту імпульсу потоку.

Результати дослідження. Згідно з теоретичним аналізом, структура потоку в зоні розташування вхідного сопла вихрової камери обумовлює зменшення тиску поблизу осі циліндричної частини камери, що стимулює відповідний відтік газу з боку глухого торця. Це спричиняє формування в пристінній сопловій області камери потужного спіралеподібного вихрового утворення, значна частина якого спрямовується до глухого торця камери. Отже, з'ясована причина явища розділення вхідного потоку на «пасивну» (тупикову) та «активну» (проточну) ділянки. Отриманий теоретичним шляхом розподіл температури за радіусом камери пояснює ефект термотрансформації в обмеженому закрученому потоці.

Висновки. Запропоновано аналітичне і фізичне пояснення першопричини явища «торцевого ефекту» з урахуванням температурного фактору. Механізм формування «торцевого ефекту» має бути використаним при сучасному проектуванні обладнання з покращеними масогабаритними, енергетичними та екологічними показниками.

Ключові слова: вихрова камера, термоанемометр, квазіпотенціальна течія, вихрове ядро, торцевий ефект, термотрансформація

Вступ

Проблеми раціональної організації та керування аерогідродинамічними процесами в обмежених турбулентних потоках за умов дії відцентрових сил залишаються актуальними попри зусилля багатьох наукових шкіл світу. Причина тому – складність фізичної картини зсувних потоків, що супроводжується явищами в'язкої відцентрової нестійкості пристінних течій та утворенням регулярних вторинних (когерентних) вихрових структур. На ці процеси неминуче накладається суцього внутрішній і спонтанний «ефект локалізації», який спричинений нерівноважністю й відкритістю нелінійної системи, утвореної нашаруванням первинних турбулентних потоків та зазначених вихрових структур. Особливість таких систем полягає в здатності до самоорганізації через наявність в них об'ємних джерел та/або стоків енергії, існування обміном речовиною і відповідних потоків енергії. Однак для самоорганізації структури течії відкритості системи недостатньо, оскільки роль джерел та стоків енергії у загальному випадку не є рівноцінною. При переважанні роботи стоків можуть утворюватися стаціонарні або квазістаціонарні структури. Якщо в певному режимі механізми розсіювання утворених самоорганізацією неоднорідностей нівелюють роботу джерел, то це гальмує і виникнення структур. До прикладу, закрутка потоків в вихрових машинах і апаратах різноманітного призначення може як інтенсифікувати процеси масо- і теплообміну, так і тією чи іншою мірою блокувати конвективний перенос аж до повного придушення («вихровий бланкет» в хімічних і плазмо-хімічних реакторах, плазмотронах, установках термоядерного синтезу тощо). В сукупності з аналітично некоректним на сьогодні описом турбулентності та недостатньою вивченістю зазначених фізичних процесів, задачі експериментальних досліджень в цьому напрямку, як і наближених інтегральних оцінок деяких важливих особливостей закручених потоків, потребують подальших розв'язань. Однією з таких особливостей є так званий «торцевий ефект» у

вихрових камерах (ВК), перша згадка про який, певно, належить Wormley [1], а подальші дослідження – Гольдштуку [2] та авторам роботи [3]. Однак ці дослідження обмежені умовами коротких ВК, типовими, зокрема, для вихрових клапанів. Через це головна увага приділялась дослідженням взаємодії нестисливої вісесиметричної закрученої течії в ядрі потоку з в'язкими примежовими шарами на торцевих стінках (дисках) камер. Виявлено, що при збільшенні параметра закрутки зростаюча доля потоку зтягується з області ядра в середній зоні камери до примежових шарів на торцевих стінках. Через напруження тертя на них виникає дисбаланс між відцентровою силою в примежовому шарі та силою, яка зумовлена градієнтом тиску, спрямованим до середини торцевих стінок. В результаті основна доля витрати через камеру зтягується в примежові шари на торцевих дисках. По суті, це явище й отримало назву «торцевого ефекту». Але пізніший цикл досліджень, представлений, наприклад, роботами [4, 5], виявив наступне. В залежності від режимних параметрів роботи вихрової камери, а також осьових кутів установки впускного сопла $-20^{\circ} \leq \alpha \leq 20^{\circ}$ та кутів тангенціального підведення повітря, від 30 до 80 % загальної витрати вхідного потоку спрямовується від сопла (або пояса соплових вікон) в бік глухого торця в широкому діапазоні відносних глибин його розташування $L/d_0 \approx 0 \div 4,5$ (L – відстань від середини соплового пристрою до глухого торця; d_0 – внутрішній діаметр камери) при співвідношенні площ поперечного перерізу проточного тракту соплового пристрою і камери $S_c/S_{ек} \approx 0,123 \div 0,1255$. Цілком ясно, що виявлене явище вже не може бути пояснене взаємодією ядра потоку з примежовим шаром на диску глухого торця та потребує розширення поняття «торцевого ефекту».

Постановка задачі

Враховуючи дані попередніх експериментальних досліджень, запропонувати фізичну модель першопричини явища «торцевого ефекту» у вихрових камерах при дозвукових швидкостях вхідного потоку. Задля цього передбачено здійснити наближену теоретичну оцінку зміни тиску й температури газу за радіусом вихрової камери в зоні максимального моменту імпульсу потоку через найбільший вплив відцентрових сил – в присопловій частині вхідного потоку тангенціального напрямку по відношенню до циліндричної стінки камери.

Аналіз розподілу температури газу за радіусом ВК надасть можливість виявити супутній ефект термотрансформації в обмежених закручених потоках.

Технічні засоби дослідження

Необхідні експериментальні дослідження було виконано на аеродинамічному стенді з робочою ділянкою у вигляді прозорої вихрової камери внутрішнім діаметром $d_0 = 0,102$ м та довжиною $l_0 = 0,635$ м з глухим торцем з однієї із сторін (рис. 1).

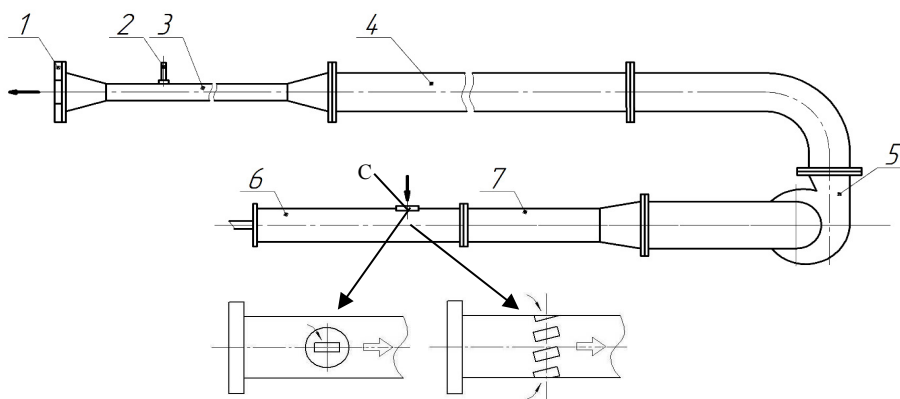


Рис. 1. Схема експериментальної установки: 1 – змінні діафрагми для регулювання витрати повітря через ВК; 2 – пневмометрична трубка типу ВТІ для вимірювання загальної витрати; 3 – витратомірна ділянка; 4 – трубопровід аеродинамічної стабілізації потоку; 5 – відцентровий вентилятор; 6 – робоча ділянка (С – сопловий пристрій); 7 – проміжний трубопровід з елементами гасіння збурень потоку від вентилятора

Проточні частини поодиноких змінних вхідних сопел мали прямокутний поперечний переріз з розмірами $0,041 \times 0,025$ м² і кутами тангенціальності введення потоку $\gamma = 33^{\circ} \div 88^{\circ}$. Пояса з 6 вікон, кожне з яких має розміри $0,024 \times 0,007$ м², забезпечували діапазон кутів тангенціальності входу повітря до ВК $\gamma = 10^{\circ} \div 90^{\circ}$. Діапазони чисел Рейнольдса, розрахованих по середній швидкості повітря в сопловому пристрої та його гідралічному діаметру, складали $Re_c = U_{\infty} d_c / \nu = (4 \div 9) \cdot 10^4$ для поодиноких сопел та

$Re_c = (1,5 \div 3) \cdot 10^4$ для поясів вікон. Інструментальні вимірювання було здійснено набором пневмометричних насадків, а також термоанемометром фірми "DISA Elektronik", Данія, з однопровідним дротяним датчиком діаметром 5 мкм і довжиною 10^{-3} м. Вимірюванням передувало проведення візуалізації з кінофотореєструванням потоку у ВК (приклад зафіксованої картини течії у ВК з поодиноким соплом наведено на рис. 2).

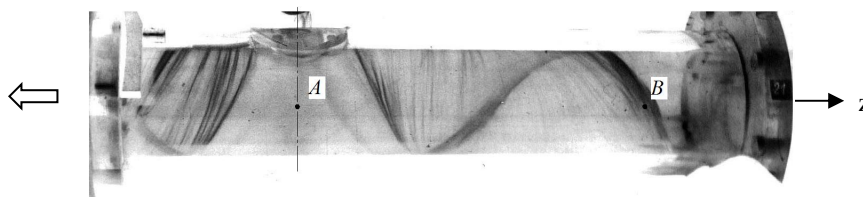


Рис. 2. Візуалізація течії у вихровій камері: *A* – зона впускного сопла; *B* – тупикова зона

Встановлено, що в різних поперечних перерізах тупикової області камери закон розподілу усереднених за часом трансверсальних швидкостей наближено складається з двох ділянок (рис. 3) – периферійної зони «вільного вихору», тобто квазіпотенціального циркуляційного руху (*a*), та зони центрального квазітвердотільного «вимушеного вихору», тобто вихорового ядра (*б*). Радіус умовної межі, що розділяє за модулем висхідну та низхідну вітки кривої $\epsilon_{r_\pi} = mr_0$, де $r_0 = d_0/2$, $m \approx 0,75 \div 0,9$ згідно з багатьма дослідними даними.

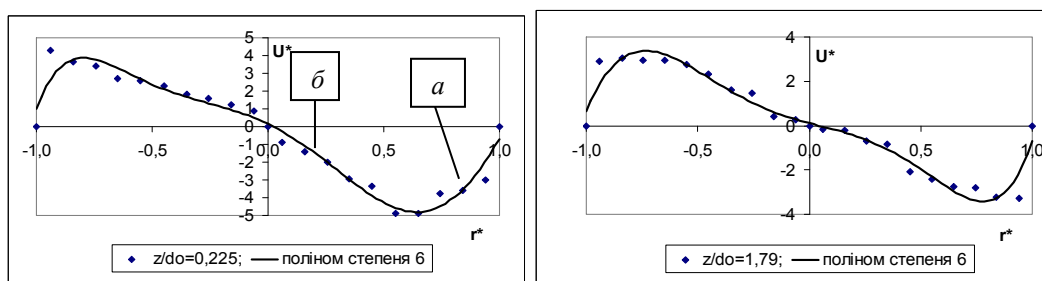


Рис. 3. Типовий розподіл трансверсальної швидкості в поперечних перерізах тупикової зони ВК з поодиноким вхідним соплом (z – поздовжня координата від центра сопла до торця): $Re_c = 86335$; $\alpha = 0^\circ$; $\gamma = 88^\circ$

Картини розподілу трансверсальної швидкості в інших поперечних перерізах ВК принципово не відрізняються від наведених на рис. 3, що підтверджують і дані робіт [4, 5].

Наближені теоретичні оцінки первинного чиннику формування торцевого ефекту

Відшукаємо залежності розподілів тисків і температур в поперечному перерізі циліндричної частини ВК, що проходить через центр проточного тракту вхідного сопла, тобто в зоні максимального моменту імпульсу закрученого потоку, за умови адіабатної течії ідеального газу. Надамо подальшого розвитку підходу, запропонованому в [6].

1. Кільцева циркуляційна зона. При нехтуванні роботою сили тяжіння інтеграл Ейлера рівнянь руху ідеального газу щодо будь яких двох точок потенціального поля плоского вихору можна представити як

$$P - P_0 = -\Gamma^2 / (8\pi^2 r^2), \quad (1)$$

де Γ – циркуляція швидкості; $P = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho}$, $P_0 = \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0}$ – функції тиску (баротропний потенціал), причому функція гальмування P_0 умовно віднесена до внутрішньої циліндричної стінки камери; $p, \rho; p_0, \rho_0$ – абсолютні тиски і густини відповідно в поточних точках радіуса r плоского вихору кільцевої зони та на радіусі r_0 в «загальмованому» потоці; k – показник адіабати.

Підставив величини P і P_0 у вихідне рівняння (1), а також приймаючи, що на радіусі r_π максимальна трансверсальна швидкість U_θ^{\max} дорівнює середній швидкості U_∞ входу потоку до камери з вхідного сопла, за допомогою рівнянь Клапейрона та адіабати Пуассона отримаємо співвідношення абсолютних тисків і температур

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{k-1}{a_0^2} \cdot \frac{m^2 U_\infty^2}{2\bar{r}^2} \right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad (2)$$

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{k-1}{a_0^2} \cdot \frac{m^2 U_\infty^2}{2\bar{r}^2}, \quad (3)$$

де T_0 , a_0 – термодинамічна температура і швидкість звуку в «загальмованому» потоці; $\bar{r} = r / r_0$.

Параметри гальмування в формулах (2), (3) можна виразити через параметри потоку на вході до камери U_∞ , T_∞ , p_∞ і M за допомогою відомих з газодинаміки співвідношень:

$$p_0 = p_\infty \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad (4)$$

$$T_0 = T_\infty \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right), \quad (5)$$

де M – число Маха-Маієвського вхідного потоку.

На підставі рівнянь (2)–(5) для кільцевої циркуляційної зони остаточно отримаємо

$$\frac{p}{p_\infty} = \left[1 + \frac{k-1}{2} M^2 - \frac{k-1}{a_0^2} \cdot \frac{m^2}{\bar{r}^2} \cdot \frac{U_\infty^2}{2} \left(1 + \frac{(k-1)M^2}{2} \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}; \quad (6)$$

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2 - \frac{k-1}{a_0^2} \cdot \frac{m^2}{\bar{r}^2} \cdot \frac{U_\infty^2}{2} \left(1 + \frac{(k-1)M^2}{2} \right). \quad (7)$$

Аналіз отриманих формул показує, що в периферійній циркуляційній зоні течії в камері тиск і температура газу зі зменшенням радіуса зменшуються тим інтенсивніше, чим більше число M . Для наочного прикладу на рис. 4 наведені результати розрахунків за формулами (6) і (7) щодо різних гіпотетичних величин швидкостей потоку (чисел Маха-Маієвського) повітря на вході до сопла ВК. Параметри повітря на вході до сопла складають $p_\infty = 101325$ Па, $T_\infty = 293$ К, питома теплоємність $c_p = 1005,6$ Дж/(кг·град).

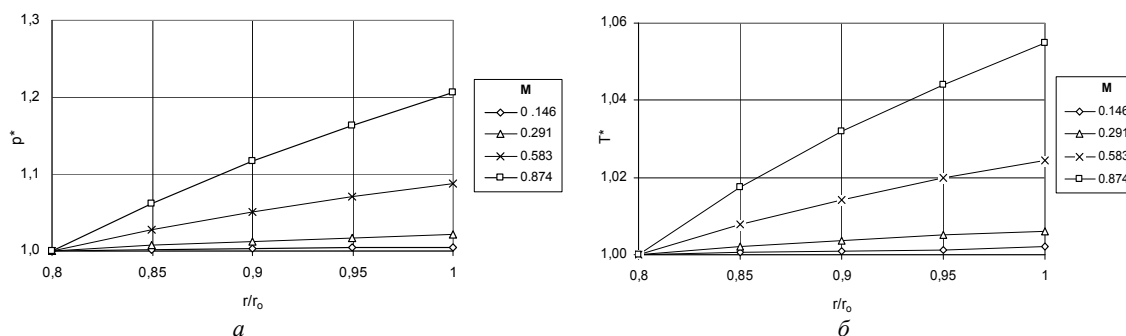


Рис. 4. Розподіли безрозмірних величин тиску $p^* = p / p_\infty$ (а) та температури $T^* = T / T_\infty$ (б) за радіусом ВК в кільцевій циркуляційній зоні камери

2. Зона квазітвердотільного ядра. В цій зоні вихрового руху безпосереднє застосування інтегралів Бернуллі і Громеки не є правомірним, оскільки різним лініям течії вихрового ядра відповідають різні й невідомі сталі. Крім того, інтеграл Громеки передбачає колінеарність векторів швидкості й завихреності, чого не можна гарантувати в ядрі течії. Використаємо диференціальне рівняння руху в формі Громеки-Лемба

$$-\text{grad} \left(\Pi + P + \frac{v^2}{2} \right) = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - [\vec{v}, \vec{\Omega}],$$

де Π – питома потенціальна енергія, обумовлена дією масових сил (для газу можна нехтувати); $P = \int \frac{dp}{\rho}$ – функція тиску для баротропного руху газу з точністю до довільної сталої; $\vec{v} = \{v_x, v_y\}$ – вектор швидкості; $v = |\vec{v}|$; $\vec{\Omega} = 2\vec{\omega}$ – завихреність, $\vec{\omega}$ – вектор кутової швидкості рідких частинок.

Для стаціонарного плоского вихрового руху газу зазначене рівняння зводиться до системи двох рівнянь, які визначають розподіл тиску в досліджуваній зоні течії:

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(P + \frac{v^2}{2} \right) = -2v_y \omega_z;$$

$$-\frac{\partial}{\partial y} \left(P + \frac{v^2}{2} \right) = 2v_x \omega_z.$$

При переході до полярних координат у наближенні осьової симетрії руху газу маємо

$$\frac{d}{dr} \left(P + \frac{U_\theta^2}{2} \right) = 2\omega_z^2 r, \quad (8)$$

де U_θ – трансверсальна швидкість.

Інтеграл цього рівняння за умови адіабатності течії має вигляд

$$\frac{p}{\rho} = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\omega_z^2 r^2}{2} + C. \quad (9)$$

Сталу інтегрування можна визначити з умови $p = p_\infty$, $\rho = \rho_\infty$, $U_\infty = \omega_z r_\infty$ на межі квазітвердотільного вихрового ядра та кільцевої циркуляційної течії, тобто на радіусі r_∞ :

$$C = \frac{p_\infty}{\rho_\infty} - \frac{k-1}{k} \cdot \frac{U_\infty^2}{2}.$$

Остаточно формула (9) після перетворень набуває вигляду

$$\frac{p}{p_\infty} = \left\{ 1 + \frac{(k-1)M^2}{2} \cdot \left[\left(\frac{\bar{r}}{m} \right)^2 - 1 \right] \right\}^{\frac{k}{k-1}}. \quad (10)$$

З формули (10) при врахуванні рівнянь Клапейрона та адиабати Пуассона безпосередньо впливає залежність для температур

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + \frac{(k-1)M^2}{2} \cdot \left[\left(\frac{\bar{r}}{m} \right)^2 - 1 \right]. \quad (11)$$

Рис. 5 ілюструє результати розрахунків за формулами (10) і (11) при наведених вище величинах швидкостей потоку повітря на вході до сопла камери.

З графіків випливає, що при наближенні до осі циліндричної частини ВК тиск і температура повітря знижуються, причому темп зниження зростає при збільшенні числа M .

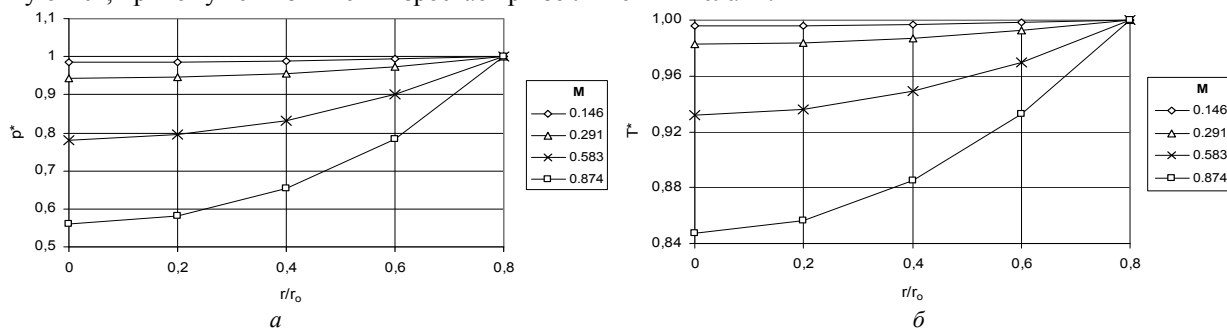


Рис. 5. Розподіли безрозмірних величин тиску $p^* = p / p_\infty$ (а) та температури $T^* = T / T_\infty$ (б) за радіусом ВК у вихровій зоні квазітвердотільного ядра

Обговорення результатів розрахунків

Отримані формули (6), (7) і (10), (11) дають можливість наближених кількісних оцінок розподілів тиску й температури в центральному сопловому перерізі циліндричної частини ВК. Зокрема, розрахунки показують, що із зростанням радіуса, тобто з наближенням до стінки, тиск і температура повітря збільшуються від мінімальних величин на осі камери до певних максимальних величин, близьких до параметрів гальмування в пристінній зоні камери. Чим вище значення швидкості тангенціального підведення газу до ВК, тим більша зміна зазначених параметрів, причому ця зміна у вихровому ядрі для всього досліджуваного діапазону чисел M є набагато більш інтенсивна, ніж у зоні квазіпотенціального циркуляційного руху. Так, при максимальному значенні числа $M = 0,874$ зміна температури за радіусом у вихровому ядрі складає 15 % проти 5,5 % у пристінній квазіпотенціальній зоні.

Відносно істотний вплив швидкості, а отже стисливості газу, на зміну його температури починає проявлятися при досяганні числа M вхідного потоку величини $M > 0,5$. При $M = 0,583$ зміна температури за радіусом у вихровому ядрі складає 6,8 % проти 2,4 % у пристінній квазіпотенціальній зоні.

Отримані результати пояснюють парадоксальне, на перший погляд, явище розділення вхідного потоку одразу при виході із сопла в циліндричну частину ВК на досить значну «пасивну» (тупикову) та «активну» (проточну) ділянки [4, 5]. Зменшення тиску поблизу осі камери в зоні входу потоку стимулює відтік газу в центральній частині ВК з боку глухого торця (ефект самоежекції) в напрямку проточної частини. Відповідно до принципу нерозривності течії, це викликає інтенсивне підтягування із соплової області максимального моменту кількості руху до торця частини вхідного закрученого потоку у вигляді потужної спіралеподібної вихрової структури, зосередженої переважно в пристінній зоні камери (див. рис. 2), що й показує велика кількість експериментальних даних [4, 5]. Саме цей процес і складає фізичну першопричину явища «торцевого ефекту» в розширеному уявленні. А досліджувана першими авторами [1–3] взаємодія вісесиметричної закрученої течії в ядрі потоку з в'язкими примежовими шарами на торцевих стінках короткої ВК – це наслідки описаного вище процесу.

Формули (7) і (11) оцінюють і відповідну зміну температури пропорційно квадрату радіуса циліндричної частини вихрової камери в її центральному сопловому перерізі, що обумовлює температурне розділення (термотрансформацію) в потоці: чим далі від осі камери, тим більша температура газу.

Висновки

1. Теоретичні оцінки показують, що із зростанням радіуса, тобто з наближенням до стінки, тиск і температура потоку збільшуються від мінімальних величин на осі камери до певних максимальних величин, близьких до параметрів гальмування в пристінній зоні камери, причому зміна тиску і температурне розділення мають тим більшу інтенсивність, чим вище швидкість вхідного потоку через тангенціальне сопло.

2. Запропоновано аналітичне і фізичне пояснення першопричини явища «торцевого ефекту», вивчення якого у загальній постановці не може бути повним без урахування температурного фактору, особливо при великих швидкостях газу, що й складає предмет подальших досліджень аеротермодинамічної особливості обмежених закручених потоків.

3. Явище «торцевого ефекту» в розширеному даними дослідженнями розумінні завдяки виявленій особливості тупикової течії може бути використане у вихрових камерах для інтенсифікації процесів перемішування різних компонентів робочих середовищ з метою підвищення їх однорідності в технологічних апаратах та камерах згоряння різноманітного призначення.

References

1. Wormley D. N. An Analytical Model for the Incompressible Flow in Short Vortex Chambers / D. N. Wormley // Trans. ASME. Ser. D. – 1969. – Vol. 91, No. 2. – P. 264–276.
2. Гольдштик М. А. Вихревые потоки: [монография] / М. А. Гольдштик – Новосибирск: Наука, Сиб. отд.-ние, 1981. – 366 с.
3. Кутателадзе С. С. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках: [монография] / С. С. Кутателадзе, Э. П. Волчков, В. И. Терехов. – Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1987. – 282 с.
4. Makarenko R. A. Kinematics of Flow in a Dead End Part of a Vortex Chamber / R. A. Makarenko, V. N. Turick // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2004. – Vol. 31, No. 3. – P. 299–306.
5. Бабенко В. В. Макет вихревых структур при течении потока в вихровой камере / В. В. Бабенко, В. Н. Турик // Прикладна гідромеханіка. – 2008. – Т. 10 (82), № 3. – С. 3 – 19.
6. Турик В.М. Розширення поняття торцевого ефекту в закручених обмежених потоках / В.М. Турик // «Гідроаеромеханіка в інженерній практиці»: матеріали XXIV Міжнар. наук.-техн. конф. (27–30 червня 2019 р.). – Київ, 2019. – С. 11–14.

Механизм формирования торцевого эффекта в газовых потоках вихревых камер

В. Н. Турик

Проблематика. Аэротермодинамические особенности структуры ограниченных закрученных потоков как резерв совершенствования методов рациональной организации процессов переноса массы, импульса и энергии в потоках рабочих сред технологических и энергетических установок, в состав которых входят вихревые камеры.

Цель исследования. Выяснение физической модели первопричины так называемого «торцевого эффекта» в вихревых камерах при дозвуковых скоростях входящего потока.

Методика реализации. На основании предварительных визуализационных и термоанемометрических исследований проведен приближенный теоретический анализ распределений давления и температуры газа по радиусу вихревой камеры в зоне максимального момента импульса потока.

Результаты исследования. Как показал теоретический анализ, структура потока в зоне расположения входного сопла вихревой камеры обуславливает уменьшение давления вблизи оси цилиндрической части камеры, что стимулирует соответствующий отток газа со стороны глухого торца. Это приводит к формированию в пристеночной сопловой области камеры мощного спиралеобразного вихревого образования, значительная часть которого направляется к глухому торцу камеры. Следовательно выяснена причина явления разделения входящего потока на «пассивную» (тупиковую) и «активную» (проточную) участки. Полученное теоретическим путем распределение температуры по радиусу камеры объясняет эффект термотрансформации в ограниченном закрученном потоке.

Выводы. Предложено аналитическое и физическое объяснение первопричины явления «торцевого эффекта» с учетом температурного фактора. Механизм формирования «торцевого эффекта» следует использовать при современном проектировании вихревых аппаратов с улучшенными массогабаритными, энергетическими и экологическими показателями.

Ключеві слова: вихревая камера, термоанемометр, квазипотенциальное течение, вихревое ядро, торцевой эффект, термотрансформация

End effect forming mechanism in gas flows of vortex chambers

V. N. Turick

Background. Aerothermodynamic structural features of limited swirling flows as a reserve for improving methods for the rational organization of mass, momentum and energy transfer processes in the working medium flows of technological and power plants, which include vortex chambers.

Objective. Clarification of the physical model of the root cause of the so-called “end effect” in vortex chambers at subsonic speeds of the incoming stream.

Methods. Based on preliminary visualization and hot-wire anemometric studies, an approximate theoretical analysis of the pressure and temperature distributions of the gas along the radius of the vortex chamber in the zone of the maximum angular momentum of the flow is carried out.

Results. As shown by theoretical analysis, the flow structure in the area of the inlet nozzle of the vortex chamber causes a decrease in pressure near the axis of the cylindrical part of the chamber, which stimulates the corresponding outflow of gas from the side of the dead end. This leads to the formation of a powerful spiral vortex formation in the near-wall nozzle region of the chamber, a significant part of which is directed to the dead end of the chamber. Therefore, the reason for the phenomenon of separation of the incoming stream into the “passive” (end) and “active” (flowing) sections has been clarified. The temperature distribution obtained theoretically over the radius of the chamber explains the effect of thermal transformation in a limited swirling flow.

Conclusions. An analytical and physical explanation of the root cause of the phenomenon of “end effect” is proposed taking into account the temperature factor. The mechanism of formation of the “end effect” should be used in the modern design of vortex apparatuses with improved mass, energy, and environmental indicators.

Keywords: vortex chamber, hot-wire anemometer, quasipotential flow, vortex core, end effect, thermal transformation

References

1. Wormley, D.N. (1961), “An Analytical Model for the Incompressible Flow in Short Vortex Chambers”, *Trans. ASME. Ser. D*, vol. 91, no. 2, pp. 264–276.
2. Gol'dshtik, M.A. (1981), *Vikhrevye potoki* [Vortex flows], Nauka, Novosibirsk, Russia.
3. Kutateladze, S.S., Volchkov, E.P. and Terekhov, V.I. (1987), *Aerodinamika i teplomassoobmen v ogranichennykh vikhrevykh potokakh* [Aerodynamics and heat and mass exchange in bounded vortex flows], Academy of sciences of the USSR, Siberian branch, Institute of thermophysics, Novosibirsk, Russia.
4. Makarenko, R.A. and Turick, V.N. (2004), “Kinematics of flow in a dead end part of a vortex chamber”, *International Journal of Fluid Mechanics Research*, vol. 31, no. 3, pp. 299–306. DOI: 10.1615/InterJFluidMechRes.v31.i3.70
5. Babenko, V.V. and Turick, V.N. (2008), “Maket vykhrevykh struktur pri techenii potoka v vikhrevoi kamere”, [Breadboard model of vortical structures of flow in the vortex chamber], *Applied hydromechanics*, vol. 10 (82), no. 3, pp. 3–19.
6. Turick, V.N. (2019), “Rozshyrennya ponyattya tortsevogo efektu v zakruchenyykh obmezhenyykh potokakh”, [Expansion of the dead end effect conception in swirling bounded flows], *Proceeding of XXIV International Scientific-technical Conference “Hydroaeromechanics in Engineering”*, Kyiv, pp. 11–14.