

«Nozzle»

(шифр)

**«КРИТИЧНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДІВ ОЦІНКИ ЕФЕКТИВНОСТІ СОПЛОВИХ
РЕШТОК ТУРБОМАШИН**

Спеціальність:

«Енергетичне машинобудування»

ЗМІСТ

ВСТУП.....	3
1 ІСНУЮЧІ МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ВИЗНАЧЕННЯ АЕРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СОПЛОВИХ ТА РОБОЧИХ РЕШІТОК ПАРОВИХ І ГАЗОВИХ ТУРБІН.....	4
1.1 Вплив інтегральних характеристик решіток на відносний лопатковий коефіцієнт корисної дії турбінного ступня.....	4
1.2 Методи визначення кутів виходу з потоку з соплової решітки та коефіцієнта втрат кінетичної енергії.....	5
1.2.1 Кільцеві решітки та пакети профілів.....	5
1.2.2 Методи теорії плоского потоку. Коефіцієнт витрати.....	7
1.2.3 Аналіз існуючих методів осереднення параметрів просторового потоку.....	8
1.2.4 Критика існуючих методів.....	16
2. НОВІ МЕТОДИ ОСЕРЕДНЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПОТОКУ, НЕРІВНОМІРНИХ У КОЛОВОМУ НАПРЯМКУ.....	17
2.1 Мета роботи.....	17
2.2 Інтегральні характеристики невісесиметричного потоку в кільцевій цівці току.....	19
2.3 Метод 1 осереднення параметрів потоку.....	22
2.4 Аналіз різних методів осереднення.....	24
2.4.1 Порівняння методів, в яких не забезпечується збереження масової витрати.....	26
2.4.2 Порівняння методів, що забезпечують збереження масової витрати.....	27
2.5 Метод 2 осереднення параметрів потоку.....	28
ВИСНОВКИ.....	30
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	31

ВСТУП

Економічність паротурбінних та газотурбінних установок залежить від багатьох факторів, серед яких одним з головних є коефіцієнт корисної дії теплової турбіни. Газові турбіни мають невелику кількість ступенів, парові конденсаційні – близько 30. Але незалежно від кількості ступенів головною є задача модернізації конструкції кожного ступеня, який складається з соплової та робочої решіток. Оскільки процес перетворення теплової енергії в механічну є дуже складним, аеродинамічні характеристики соплової та робочої решітки, а також ступеня в цілому на заключному етапі його створення визначаються експериментально, оскільки сучасні методи розрахунку не дозволяють врахувати всі фактори, які впливають на його коефіцієнт корисної дії (ККД).

З теорії теплових турбін відомо, що ККД ступеня залежить від двох режимних параметрів, відношення теплоємностей, кутів виходу з потоку з решіток та коефіцієнтів втрат кінетичної енергії в сопловій і робочій решітках. Достовірну інформацію о кутах потоку та коефіцієнтах втрат може дати тільки фізичний експеримент та коректні методи його опрацювання.

Мета роботи – критичний аналіз існуючих методів опрацювання результатів експериментального дослідження кільцевих соплових решіток та створення нових, більш якісних і більш точних методів визначання аеродинамічних характеристик цих решіток.

1 ІСНУЮЧІ МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ВИЗНАЧЕННЯ АЕРОДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СОПЛОВИХ ТА РОБОЧИХ РЕШІТОК ПАРОВИХ І ГАЗОВИХ ТУРБІН.

1.1 Вплив інтегральних характеристик решіток на відносний лопатковий коефіцієнт корисної дії турбінного ступня

Якщо параметри потоку вважаються незмінними в радіальному та тангенціальному напрямках, відносний внутрішній коефіцієнт корисної дії ступня при повній втраті енергії з вихідною швидкістю знаходиться, як відомо з теорії одномірного розрахунку ступня [1], за формулою

$$\eta_{ол} = 2 \frac{u}{c_{\Phi}} \left[\varphi^2 \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho} - \frac{u}{c_{\Phi}} + \psi \cos \beta_2 \sqrt{\varphi^2 (1 - \rho) + \left(\frac{u}{c_{\Phi}}\right)^2 - 2 \frac{u}{c_{\Phi}} \varphi \cos \alpha_1 \sqrt{1 - \rho} + \rho} \right], \quad (1.1)$$

яка отримана для ступня з циліндричними межами, коли площа перетинів за сопловою та робочою решіткою однакова. В формули (1.1) $\frac{u}{c_{\Phi}}$ – режимний параметр: відношення колової швидкості на середньому радіусі до фіктивної швидкості, яка відповідає наявному перепаду ентальпій; ρ – ступінь реактивності, яка залежить від режимного параметра $\frac{u}{c_{\Phi}}$ та ступеня розширення тобто відношення тиску гальмування перед турбінним ступнем до тиску за ним та відношення теплоємностей; α_1 і β_2 – кути виходу потоку з соплової та робочої решіток; φ і ψ – коефіцієнти швидкості цих решіток.

Замість коефіцієнтів швидкості можна використовувати коефіцієнти втрат кінетичної енергії в сопловій решітці $\zeta_c = 1 - \varphi^2$ та коефіцієнт втрат $\zeta_r = 1 - \psi^2$ робочої решітки.

ККД ступня в першу чергу залежить від ефективності роботи соплової решітки, особливо тоді, коли мова йде про активний ступінь, тобто ступінь з

$\rho = 0$. При оптимальному відношенні швидкостей $\frac{u}{c_\phi}$ ККД цього ступеня визначається за відомою формулою професора Банки [1]

$$\eta_{ол(max)} = \frac{1}{2} \varphi^2 \cos^2 \alpha_1 \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right) \quad (1.2)$$

Нехтуючи відмінністю відношення $\frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}$ від 1.0 та приймаючи $\alpha_1 = 14^\circ$, $\varphi = 0,97$, $\psi = 0,93$, приходимо до висновку, що збільшення коефіцієнта швидкості сопел на 0,01 з 0,97 до 0,98 призводить до зростання ККД на 1,77%, а збільшення коефіцієнта швидкості робочих лопаток ψ на 0,01 з 0,93 до 0,94 всього на 0,44%. З ростом ступеня реактивності зростає частка перепаду ентальпій, яка відповідає процесу в робочій решітці, тому вплив коефіцієнта швидкості ψ на ККД також зростає.

Таким чином, для покращення економічності турбіни необхідно вжити закони, що дозволять збільшити коефіцієнти швидкості нерухомої та рухомої решіток профілів.

Коефіцієнти φ і ψ , що присутні в формулах 1.1 і 1.2, є інтегральними величинами, оскільки параметри потоку за решітками змінюються в радіальному та тангенціальному напрямках. Для їх визначення можна застосувати як емпіричні методи, так і сучасні методи розрахунку характеристик в'язкої течії в решітках турбомашин. Але надійні результати можуть бути отримані лише після проведення фізичного експерименту з дотриманням вимог теорії подібності (критеріїв Маха і Рейнольдса).

1.2 Методи визначення кутів виходу з потоку з соплової решітки та коефіцієнта втрат кінетичної енергії.

1.2.1 Кільцеві решітки та пакети профілів.

Оскільки робоча решітка турбіни ступеня впливає на функціонування соплової решітки, найбільш надійні результати будуть отримані при тестуванні соплової решітки у складі ступеня при дотриманні критеріїв подібності u/C_ϕ і

$ER = P_0^*/P_2$. У цьому випадку соплова решітка буде досліджена при натурних значеннях числа Маха M_{1t} і числа Рейнольдса Re_{1t} . Однак такі натурні випробування потребують значних коштів і в деяких випадках просто неможливі.

Оскільки вплив уверх по потоку робочого колеса на роботу соплової решітки достатньо слабкий (навіть незважаючи на дуже малу відстань між решітками) вважається доцільним досліджувати кільцеву соплову решітку без робочого колеса, що в декілька разів спрощує отримання її аеродинамічних характеристик. Дуже важливо, що наявність дросельного витратомірного пристрою в трубопроводі перед такою решіткою дозволяє точно визначити коефіцієнт витрати решітки. Річ у тому, що осереднений кут виходу потоку з решітки $\bar{\alpha}_1$, визначений за результатами траверсування потоку пневмометричними зондами, має похибку не менше ніж $\pm 0,2^\circ$, яка не дозволяє точно підрахувати фактичну витрату робочого тіла крізь решітку. При куті $\bar{\alpha} = 12^\circ$ похибці у $0,2^\circ$ відповідає похибка у витраті на 1,65%, яка недопустима у тепловому розрахунку.

Експериментальне дослідження кільцевої соплової решітки потребує потужного компресора, якщо мова йде про повітряні випробування. Випробування на перегрітій парі дозволяє зручно змінювати число Маха і Рейнольдса, однак також потребують значних коштів. Тому дуже широке поширення знайшли випробування пакетів прямих профілів, які складаються з 6-8 циліндричних лопаток, розташованими між двома паралельними пластинами [2,3]. Основні недоліки цих випробувань – відсутність радіального градієнта тиску та відсутність вимірювання радіальної складової швидкості потоку, яка в ступенях турбін може бути дуже значною. Треба підкреслити, що потік в прямому пакеті також дуже складний і поблизу меж решітки, де формуються каналні вихори, не є циліндричним, тобто має великі радіальні складові швидкості. Оскільки вимірювання параметрів потоку зазвичай виконується малорозмірними одно – і двоканальними зондами, радіальна

складова швидкості ніяк не враховується при визначенні характеристик пакету, течія в якому вважається плоскою.

1.2.2 Методи теорії плоского потоку. Коефіцієнт витрати.

В теорії плоского потоку [4] основними оціночними характеристиками решіток, в яких нерівномірний потік умовно вважається циліндричним невісесиметричним (за кільцевою решіткою), або плоским (за прямим пакетом профілів) використовується коефіцієнт кількості руху (коефіцієнт швидкості), коефіцієнт корисної дії (або еквівалентний йому коефіцієнт втрат кінетичної енергії) та осереднений кут потоку.

Осереднений уздовж кроку решітки кут потоку в методах [3-5] визначається за формулою

$$\bar{\alpha} = \arctg \frac{Ra}{Ru}, \quad (1.3)$$

де Ra і Ru – осьова та колова проекції кількості руху.

Для знаходження ККД решітки в методі [5] окрім секундної кінетичної енергії потоку за решіткою E_k знаходиться секундна теоретична кінетична енергія E_{kt} . Для цього використовуються параметри гальмування перед решіткою, які вважаються незмінними уздовж кроку, поле локальних тисків за решіткою і поле локальних витрат. Таким чином в методі [5] осереднений уздовж кроку ККД

$$\bar{\eta} = E_k / E_{kt}, \quad (1.4)$$

а в методі [4]

$$\bar{\eta} = \frac{\left(\frac{E_k}{g}\right)}{\left(\frac{\bar{E}'_{kt}}{\bar{g}_t}\right)}, \quad (1.5)$$

де g – фактична витрата; \bar{g}_t і \bar{E}'_{kt} теоретична витрата та теоретична секундна кінетична енергія, які підраховуються по параметрах гальмування перед решіткою та осередненому по площі тиску \bar{P} за нею. ККД, знайдені за

формулами 1.4 і 1.5 відрізняються несуттєво. Для метода [4] останньою, третьою оціночною характеристикою є коефіцієнт витрати

$$\bar{\mu} = \frac{g}{\bar{g}_t}. \quad (1.6)$$

Підкреслимо, що в методі [5] осереднений тиск за решіткою не підраховується.

Основною відмінністю метода [3] є визначення замість ККД решітки коефіцієнта швидкості (коефіцієнта кількості руху)

$$\bar{\varphi} = \frac{\bar{c}}{\bar{c}_t}, \quad (1.7)$$

де $\bar{c} = \frac{R}{g}$ – середньовитратна швидкість потоку; R – кількість руху;

\bar{c}_t – теоретична швидкість, яка знайдена по параметрам гальмування перед решіткою та осередненому по площі \bar{P} за нею.

Важливо підкреслити, що ККД решітки може значно перевищувати квадрат коефіцієнта швидкості, оскільки в методі [3] в чисельнику використовується середньовитратна швидкість потоку, а в методі [4] середньовитратний квадрат швидкості потоку.

Використання в одномірному тепловому розрахунку турбінного ступеня оціночних характеристик $\bar{\mu}, \bar{\alpha}, \bar{\eta}, \bar{\varphi}$ призводить, по перше, до деякої невизначеності (застосувати $\bar{\eta}$ або $\bar{\varphi}$?), а по-друге, до того, що по параметрам осередненого потоку неможливо правильно знайти витрату та колову швидкість потоку, які визначають у турбінному рівнянні Ейлера осьову проекцію моменту кількості руху, обертаючий момент та потужність турбіни.

1.2.3 Аналіз існуючих методів осереднення параметрів просторового потоку.

Оскільки навіть у ступені з циліндричними межами за решіткою профілів є радіальна складова швидкості, кількість осереднених кутів потоку необхідно збільшити до двох. Усі перелічені коефіцієнти суттєво залежать від того, як

формується поняття ідеального процесу в решітці, ККД решітки на долі відсотка перевищує квадрат коефіцієнта швидкості, а коефіцієнт витрати може на кілька відсотків відрізнятись від коефіцієнта швидкості.

У більшості використовуваних методів обробки результатів тестування решітки [3-8] осереднений тиск за нею [3,4,6-8] розраховується без притягнення параметрів гальмування перед решіткою. Найбільш просто він знаходиться в методах [3,4] шляхом осереднення тиску по площі. По осередненому тиску за решіткою і параметром гальмування перед нею знаходились потім теоретичні параметри потоку за решіткою, що використовувались при обчисленні коефіцієнта витрати, коефіцієнта швидкості і ККД.

В методі [5] теоретична кінетична енергія E_{kt} знаходиться, як вже відзначилось, з притягненням параметрів гальмування перед решіткою по полю теоретичних швидкостей за решіткою і полю дійсних локальних витрат, осереднений тиск за решіткою не підраховується, а її ККД знаходиться як відношення кінетичної енергії вихідного нерівномірного потоку до кінетичної енергії ідеального (теоретичного) нерівномірного потоку: $\bar{\eta} = E_k/E_{kt}$. Одною чертою тут і нижче відзначені параметри і характеристики, осереднені уздовж кроку решітки.

На відмінність від методів, які розроблені для плоского потоку і в яких використовується коефіцієнт витрати, суттєві недоліки мають і більш сучасні, так звані ентропійні методи осереднення параметрів просторового потоку [6,7]. Ці методи забезпечують правильність підрахування ентропії і витрати, однак викривляють осереднений тиск і осьову проекцію моменту кількості руху. Найбільш досконалим є метод [8], що забезпечує збереження витрати і осьової проекції моменту кількості руху. Єдиним його недоліком є незначне завищення осередненого тиску за решіткою.

1.2.3.1 Алгоритм осереднення в методі [6]

Осереднення параметрів уздовж кроку решіток в методі [6] виконується за умови збереження в початковому нерівномірному і осередненому потоках

чотирьох інтегральних характеристик: повної енергії E , осьової складової повного імпульсу I_a , ентропії S , витрати g (E, I_a, S, g).

Умова збереження повної енергії (ентальпії гальмування) $E = \bar{E}$ еквівалента умові $\bar{T}^*_0 = T^*_0$, тобто осереднена температура гальмування за решіткою відома на самому початку розрахунків.

Умова збереження ентропії розглядається в монографії Г.Н. Абрамовича [9], в якій наведена формула для знаходження осередненого тиску гальмування

$$\bar{P}^* + B = \exp \left\{ \frac{1}{g} \sum_{j=1}^m [\ln(P^* + B)] \Delta g \right\}, \quad (1.8)$$

в якій m – кількість точок, де вимірювались параметри потоку за решіткою; j – порядковий номер точки; P^* - надлишковий тиск; B – барометричний тиск; Δg – витрата в оточені точки вимірювання; $g = \sum_{j=1}^m \Delta g$ – витрата.

В рівнянні збереження витрати $\bar{g} = \bar{\rho} \bar{c} \cos \bar{\theta} \times F = g$ невідомими є осереднені щільність $\bar{\rho}$, швидкість \bar{c} та кут $\bar{\theta}$ між вектором швидкості та його осьовою складовою. Для знаходження цих параметрів з рівняння збереження осьової складової повного імпульсу

$$\bar{I}_a = \bar{\rho} \bar{c} \cos \bar{\theta} + (\bar{P}^* + B) \times 9,8 \times F = \sum_{j=1}^m c \cos \theta \times \Delta g + \sum_{j=1}^m (p + B) 9,8 \Delta F = I_a$$

треба знайти комплекс $\bar{c} \cos \bar{\theta} + \bar{\pi} (\bar{P}^* + B) \times 9,8 F$, в якому невідомими є $\bar{c}, \bar{\theta}, \bar{\pi}$.

Газодинамічну функцію $\bar{\pi} = \frac{(\bar{P}+B)}{(\bar{P}^*+B)}$ можна виразити через відносну швидкість

$$\bar{\lambda} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left(1 - \bar{\pi}^{\frac{k-1}{k}} \right)},$$

за допомогою якої можна знайти приведену витрату

$$\bar{q} = \left(\frac{k+1}{k} \right)^{\frac{1}{k-1}} \bar{\lambda} \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \bar{\lambda}^{-2} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

та витрату газу

$$g = \bar{g} = \sqrt{\frac{k}{R} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{9,8(\bar{P}^*_0 + B) \bar{q} \cos \bar{\theta} F}{\sqrt{T^*}}}$$

Якщо в рівнянні $\bar{I}_a = I_a$ замість швидкості \bar{C} використати добуток $a_{кр} \bar{\lambda} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} R \bar{T}^*}$, де $a_{кр}$ – критична швидкість, отримаємо систему двох рівнянь з невідомими $\bar{\theta}$ і \bar{p} :

$$I_a = \bar{I}_a = g \times a_{кр} \times \bar{\lambda} \cos \bar{\theta} + \bar{p}(\bar{P}_0^* + B) \times 9,8 \times F,$$

$$g = \bar{g} = \sqrt{\frac{k}{R} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{9,8(\bar{P}_0^* + B) \bar{q} \cos \bar{\theta} F}{\sqrt{\bar{T}^*}}}$$

З другого рівняння можна виразити $\cos \bar{\theta}$ через \bar{q} і підставити його в перше рівняння. Отримаємо в результаті трансцендентне рівняння, з якого методом ітерацій визначаємо газодинамічну функцію \bar{p} , що дає змогу знайти, нарешті, осереднений тиск потоку

$$(\bar{P} + B) = \bar{p}(\bar{P}^* + B)$$

По параметру \bar{p} знаходимо параметри $\bar{\lambda}$ і \bar{q} , а з другого рівняння системи четвертий осереднений параметр потоку – кут $\bar{\theta}$.

Треба відзначити [3], що при збереженні осьової складової повного імпульсу отримаємо осереднений тиск, який мало відрізняється від тиску, осередненого по площині. Однак, як це буде показано нижче, ці обидва тиски дещо завищені відносно середньовитратного тиску.

Використання в [6] при осередненні параметрів просторового потоку лише чотирьох інтегральних характеристик не дозволяє розділити добуток $\cos \bar{\gamma} \times \sin \bar{\alpha} = \cos \bar{\theta}$ на співмножники, тобто знайти радіальну, а головне, колову складову швидкості. А це не дозволяє використати турбінне рівняння Ейлера для знаходження осьової складової моменту кількості руху і корисної потужності турбінного ступеня. Тому в [6] ККД струменя току знаходиться по формулі

$$\eta_{ол} = \frac{\bar{g} C_p (\bar{T}_1^* - \bar{T}_2^*)}{\bar{g} H \bar{p}},$$

яка забезпечує прийнятну точність лише при високій різниці температур гальмування перед та за робочим колесом. Замість температури \bar{T}_1^* можна

використати температуру перед сопловою решіткою T_0^* , але для її вимірювання треба мати термопару, яка повинна пройти складну тарировку в аеродинамічній трубі.

1.2.3.2 Алгоритм осереднення в методі [7]

У цьому методі система рівнянь є замкнутою, оскільки забезпечує збереження у вихідному нерівномірному потоці та в осередненому вздовж кроку потоці п'яти його інтегральних характеристик: повної енергії, радіальної складової кількості руху, ентропії, витрати, осьової складової кількості руху (метод E, R_r , S, g, R_a). Усі ці характеристики вважаються відомими за результатами траверсування.

З рівняння $E = \bar{E}$ отримаємо $\bar{T}^* = T_0^*$.

З рівняння $S = \bar{S}$ по формулі 1.8 знаходимо \bar{P}^* .

З рівняння $g = \bar{g}$ знаходимо комплекс

$$\bar{\rho} \bar{c} \cos \bar{\theta} = \bar{\rho} \bar{c} \cos \bar{\gamma} \sin \bar{\alpha},$$

в якому поки що не відомі чотири параметри потоку.

З рівняння $R_r = \sum_{j=0}^m c \sin \gamma \Delta g = \bar{C}_r \times \bar{g} = \bar{R}_r$ знаходимо осереднену радіальну складову швидкості \bar{C}_r , а з рівняння $R_a = \sum_{j=0}^m c \cos \gamma \sin \alpha \Delta g = \bar{C}_a \times \bar{g} = \bar{R}_a$ осереднену осьову складову швидкості \bar{C}_a .

Нагадаємо, що локальні параметри потоку (кути α і γ , тиск P, надлишковий тиск гальмування P^* , швидкість C) та його інтегральні характеристики не мають ніяких особливих позначень, а осереднені уздовж кроку решітки параметри потоку, його інтегральні характеристики та інтегральні характеристики решітки відзначені зверху рискою.

Таким чином вже відомі наступні параметри потоку: \bar{T}^* , \bar{P}^* , \bar{C}_r , \bar{C}_a , витрата $g = \bar{\rho} \bar{C}_a F$, комплекс $\bar{\rho} \bar{c} \cos \bar{\theta} = \bar{\rho} \bar{c} \cos \bar{\gamma} \sin \bar{\alpha}$. З рівняння витрати $g = \bar{\rho} \bar{C}_a F$ знаходимо щільність $\bar{\rho}$. Щільність гальмування з рівняння стану досконалого газу дорівнює $\bar{\rho}^* = \frac{(P^* + B) 9,8}{R \bar{T}^*}$. Відношення $\bar{\rho} / \bar{\rho}^*$ є, як відомо,

однією з газодинамічних функцій, знання якої дозволяє дуже просто знайти газодинамічну функцію $\bar{p} = \bar{\varepsilon}^{\kappa}$ та приведену швидкість $\bar{\lambda} = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}(1 - \varepsilon^{\kappa-1})}$.

Тому осереднений тиск потоку $\bar{P} + B = (\bar{P}^* + B) \times \bar{p}$, а осереднена швидкість потоку $\bar{C} = a_{кр} \bar{\lambda}$. Якщо робочим тілом є відносно холодне повітря, відношення теплоємностей $\kappa = 1,4$, газова стала $R = 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \times \text{К}}$, а критична швидкість $a_{кр} = 18,3 \sqrt{T^*}$.

Для знаходження кутів просторової течії на заключному етапі знаходимо колову складову швидкості $\bar{C}_u = \sqrt{\bar{C}^2 - \bar{C}_a^2 - \bar{C}_r^2}$, кут $\bar{\alpha} = \arctg \frac{\bar{C}_{2a}}{\bar{C}_u}$, та кут $\bar{\gamma} = \arcsin \frac{\bar{C}_r}{\bar{C}}$.

Основним недоліком методу [7] є величезне значення осередненого тиску потоку і величезне завищення осьової складової моменту кількості руху. Крім того застосування тригонометричної функції «sin» при визначенні \bar{R}_r нівелює негативний вплив радіальної складової швидкості на ефективність соплової решітки. Справа в тому, що за решіткою локальний кут γ може мати позитивний і негативний рівень. Але при визначенні \bar{R}_r має місце взаємне знищення додатків, з яких складається $\sum_{j=0}^m c \sin \gamma \Delta g$.

1.2.3.3. Алгоритм осереднення в методі [8].

У цьому методі при осередненні зберігається вже відомі нам інтегральні характеристики потоку E , R_r , I_a , g . Дуже важливо, що крім цього зберігається M_a – осьова проекція моменту кількості руху. А це забезпечує коректне знаходження корисної потужності турбінного ступеня із застосуванням закону збереження моменту кількості руху. Ця потужність $\bar{N} = \omega(\bar{M}_a - \bar{M}_{a2})$, де ω – кутова швидкість обертання робочих лопаток, \bar{M}_a і \bar{M}_{a2} – осьові проекції осереднених уздовж кроку решіток моментів кількості руху за сопловою та робочою решітками.

При осередненні уздовж кроку решітки умова $M_a = \bar{M}_a$ еквівалентна знаходженню середньо-витратної колової складової швидкості

$$\bar{C}_u = \frac{(\sum_{j=0}^m c \cos \gamma \cos \alpha \Delta g)}{g} = \frac{R_u}{g}.$$

Осереднена радіальна складова швидкості

$$\bar{C}_r = \frac{(\sum_{j=0}^m c \sin \alpha \Delta g)}{g} = \frac{R_r}{g}.$$

Критична швидкість $a_{кр} = 18,3 \sqrt{\bar{T}^*}$.

В монографії [9] Г.Н. Абрамович розглядає течію, в якій вектор абсолютної швидкості газу складає деякий кут θ з віссю «а» потоку. Розрахунок такої течії виконується за допомогою газодинамічної функції

$$Z(\bar{\lambda}, \bar{\theta}) = \frac{1}{\cos \bar{\theta}} \left[\left(\frac{2k}{k+1} \cos^2 \bar{\theta} - \frac{k-1}{k+1} \right) \bar{\lambda} + \frac{1}{\bar{\lambda}} \right] \quad (1.10)$$

і газодинамічної функції

$$\bar{q}(\bar{\lambda}, \bar{\theta}) = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \bar{\lambda} \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \bar{\lambda}^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} \times \cos \bar{\theta},$$

яка входить до формули

$$g = \sqrt{\frac{K}{R} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{9,8(\bar{P}^* + B) \bar{q}(\bar{\lambda}, \bar{\theta}) \times F}{\sqrt{\bar{T}^*}}}. \quad (1.11)$$

З формули [9]

$$I_a = \frac{k+1}{2k} g a_{кр} \times \bar{Z}(\bar{\lambda}, \bar{\theta})$$

визначаємо функцію $\bar{Z}(\bar{\lambda}, \bar{\theta}) = \frac{1,1666 I_a}{(g a_{кр})}$, в якій невідомі $\bar{\lambda}$ і $\bar{\theta}$. Однак ці параметри знаходяться також у формулі $\bar{\lambda} \sin \bar{\theta} = \frac{\sqrt{\bar{C}_r^2 + \bar{C}_u^2}}{a_{кр}} = D$, права відома частина якої позначена буквою D.

Якщо кут $\bar{\theta}$ виразити через $\bar{\lambda}$:

$$\cos \bar{\theta} = \sqrt{1 - \left(\frac{D}{\bar{\lambda}} \right)^2},$$

і підставити це в (1.10), отримаємо трансцендентне рівняння

$$\frac{1,1666I_a}{g a_{кр}} = \frac{(1,1666 \cos^2 \theta - 0,1666) \bar{\lambda} + \frac{1}{\bar{\lambda}}}{\cos \bar{\theta}},$$

яке дозволяє ітераціями знайти $\bar{\lambda}$.

Після цього розраховуємо кут $\bar{\theta}$, газодинамічну функцію $\bar{q}(\bar{\lambda}, \bar{\theta})$, абсолютний тиск гальмування $\bar{P}^* + B$ з формули 1.11, газодинамічну функцію $\bar{p} = (1 - 0,16666 \bar{\lambda}^2)^{3,5}$ і абсолютний тиск осередненого потоку

$$\bar{P} + B = \bar{p}(\bar{P}^* + B).$$

Розрахунок завершуємо знаходженням швидкості $\bar{C} = a_{кр} \bar{\lambda}$, її осьової складової $\bar{C}_a = \bar{C} \times \cos \bar{\theta}$, кута $\bar{\alpha} = \arctg \frac{\bar{C}_a}{\bar{C}_u}$, та кута $\bar{\gamma} = \arcsin \frac{\bar{C}_r}{\bar{C}}$.

Таким чином, всі параметри осередненого потоку $\bar{C}, C_a, \bar{C}_r, \bar{C}_u, \bar{\alpha}, \bar{\gamma}, \bar{P}, \bar{P}^*, \bar{T}^*$ відомі, що дозволяє знайти осереднену теоретичну швидкість потоку $\bar{C}_t = f(\bar{P}^*_0, \bar{T}^*_0, \bar{P})$, коефіцієнт швидкості решітки $\bar{\varphi} = \frac{\bar{C}}{\bar{C}_t}$, та коефіцієнт втрати кінетичної енергії

$$\zeta_c = 1 - \bar{\varphi}^2.$$

Оскільки при знаходженні перелічених параметрів потоку не була збережена секундна кінетична енергія та кількість руху, знайдений $\bar{\varphi}$, суворо кажучи, не є коефіцієнтом швидкості, а ζ_c коефіцієнтом втрати кінетичної енергії. Другим, невеликим недоліком метода [8] є незначне завищення тиску, що зменшує теоретичну швидкість потоку і завищує $\bar{\varphi}$. Заниженим може бути, нарешті, кут $\bar{\gamma}$, якщо уздовж кроку решітки він змінюється від негативних до позитивних значень.

Незважаючи на перелічені недоліки методу [8] застосування у тепловому розрахунку турбінного ступеня отриманих інтегральних характеристик $\bar{\alpha}, \bar{\gamma}, \bar{\varphi}$ забезпечує коректність знаходження M_a , корисної потужності ступеня та його ККД, якщо правильно знайдений M_{a2} та тиск за ступенем \bar{P}_2 .

1.2.4. Критика існуючих методів

Використання в теорії плоского потоку [4], коефіцієнта витрати дозволяє знайти тиск за сопловою решіткою та теоретичну швидкість потоку, якщо відомі параметри гальмування перед нею. За допомогою коефіцієнта швидкості або ККД решітки визначаються фактичні параметри потоку, а знання кута $\bar{\alpha}$ дозволяє розкласти швидкість на складові. Але по цим параметрам потоку у більшості випадків неможливо правильно підрахувати витрату, а колова швидкість потоку, яка входить у турбінне рівняння Ейлера, знайдена з похибкою, яка впливає на ККД ступеня.

На відмінність від методів [3,4,5], які розроблені для плоского потоку і в яких застосовується коефіцієнт витрати, суттєві недоліки мають і більш сучасні, так звані ентропійні методи осереднення параметрів просторового потоку [6,7]. Вони забезпечують правильне визначення ентропії, витрати (коефіцієнт витрати вже не потрібен), але викривляють осереднений тиск та осьову складову моменту кількості руху (колову складову швидкості, якщо мова йде про осереднення уздовж кроку решітки). Найбільш досконалим є метод [8], що забезпечує збереження витрати та осьової складової моменту кількості руху. Його єдиним недоліком є невелике завищення тиску за решіткою.

2 НОВІ МЕТОДИ ОСЕРЕДНЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ПОТОКУ , НЕРІВНОМІРНИХ У КОЛОВОМУ НАПРЯМКУ

2.1 Мета роботи

Розробити методи усереднення параметрів просторового потоку за кільцевою соплової решіткою, які дозволяють зберегти у початковому нерівномірному та усередненому потоках витрату, ентальпію гальмування, осьову проекцію моменту кількості руху, і обґрунтувати використання нового комплексного критерію якості решітки – добутка коефіцієнта швидкості на косинус кута, який характеризує рівень радіальної складової швидкості, що дозволить вірно визначити ККД ступеня в межах одновимірного розрахунку.

2.1.1 Зміст вдосконалених методів

На відміну від методу [5], в якому під час визначення ККД решітки зберігається тільки відношення кінетичних енергій плоских нерівномірних потоків в реальному та теоретичному процесах течії ($\bar{\eta} = E_k / E_{kt}$), пропонується метод 1, в якому як для плоского, так і для просторового потоків зберігаються кінетична енергія, теоретична кінетична енергія, повна енергія, витрата, осьова проекція моменту кількості руху. За витратою та теоретичною кінетичною енергією вихідного нерівномірного потоку знаходиться осереднена теоретична швидкість потоку і усереднений тиск за решіткою. Інтегральні характеристики соплової решітки (ККД та два кути потоку), визначені за допомогою методу 1, дозволяють виконати одновимірний тепловий розрахунок ступеня, якщо відомі параметри гальмування перед ступенем, тиск за ступенем, частота обертання ротора і інтегральні характеристики робочої решітки (ККД та два кути потоку). При цьому відпадає необхідність використання коефіцієнтів витрати соплової і робочої решіток. Метод 2 відрізняється від методу 1 лише тим, що замість умови збереження кінетичної енергії у вихідному нерівномірному і осередненому потоках зберігається ентропія. При такому усередненні кінетична енергія осередненого потоку буде вищою кінетичної енергії вихідного

нерівномірного потоку. Оскільки величина теоретичної кінетичної енергії в обох методах однакова, ККД решітки в методі 2 помітно вище, ніж в методі 1. Важливо підкреслити, що запропонований до використання коефіцієнт якості решітки, що враховує не тільки її ККД, але і рівень радіальної складової швидкості, є однаковим в методах 1 та 2. На першому етапі потік в контрольному перерізі за решіткою розбивається на досить велику кількість кільцевих ділянок, в межах кожної з яких параметри потоку уздовж радіуса вважаються незмінними. У кожному такому перерізі параметри потоку усереднюються вздовж кроку до одновимірного вісесиметричного потоку. Для цього на кожній ділянці обчислюються п'ять інтегральних характеристик вихідного нерівномірного потоку, а саме: повна енергія (ентальпія гальмування), витрата, теоретична кінетична енергія (гібридна характеристика, для знаходження якої використовуються параметри гальмування перед решіткою), осьова проекція моменту кількості руху, кінетична енергія для методу 1 або ентропія для методу 2. За цими характеристиками знаходяться п'ять незалежних параметрів усередненого просторового потоку: параметри гальмування \bar{T}^* , \bar{P}^* , тиск \bar{P} та два кути $\bar{\alpha}$, $\bar{\gamma}$, що визначають напрямок вектора абсолютної швидкості газу. На другому етапі двовимірний вісесиметричний потік у соплової решітці може бути приведений до одновимірного потоку (усереднення вздовж радіусу). Для цього підсумовуються перелічені вище інтегральні характеристики всіх кільцевих ділянок, а потім за ними визначаються всі параметри осередненого в двох напрямках просторового потоку за решіткою (\bar{T}^* , \bar{P}^* , \bar{P} , $\bar{\alpha}$, $\bar{\gamma}$). За допомогою інтегральних характеристик всієї соплової решітки можна визначити інтегральний лопатковий ККД ступеня за формулою

$$\bar{\eta}_{ie} = \omega (\bar{M}_a - \bar{M}_{a2}) / G H_p,$$

де: \bar{M}_a та \bar{M}_{a2} – осьові проекції усереднених уздовж кроку і уздовж радіуса моментів кількості руху за соплової і робочої решітками.

2.2. Інтегральні характеристики невісесиметричного потоку в кільцевій струмці течії

У таблиці 2.1 наведено приклади параметрів потоку повітря на одному з радіусів ($r = 94$ мм) за напрямною решіткою в семи точках вздовж кроку, розташованих на однакових відстанях у коловому напрямку. Перед решіткою температура гальмування $T_0^* = 318\text{K}$, надлишковий тиск гальмування $P_0^* = 2936$ kg / m², барометричний тиск $B = 10211$ kg / m². Незначна за величиною радіальна протяжність кільцевої цівки течії в перерізі 1 ($\Delta r = 2,4$ мм) дозволяє вважати вихідний нерівномірний потік в струмку двовимірним потоком.

У табл. 2.1 P та P^* – надлишкові тиск і тиск гальмування повітря в точках вимірювань, α и γ – кути просторового потоку (рис. 1).

Таблиця 2.1. Крокова нерівномірність параметрів потоку за решіткою.

j	1	2	3	4	5	6	7
P^* , кг/м ²	2929	2931	2892	2530	2610	2913	2930
P , кг/м ²	412	344	290	824	527	245	400
α , град	19.30	19.30	20.70	19.50	14.90	16.55	17.87
γ , град	5,6	5,4	4,5	-7,0	2,2	8,0	6,4
C , м/с	194.1	196.95	197.9	160.34	177.7	200.4	194.6
C_a , м/с	63.85	64.81	69.75	53.12	45.65	56.53	59.34
T , К	299.2	298.7	298.5	305.2	302.3	298.0	299.1
ρ , кг/м ³	1.207	1.205	1.202	1.235	1.213	1.198	1.211
Δg , кг/с	0.01566	0.01583	0.01695	0.01328	0.0112	0.01371	0.01455

У відповідності до цих параметрів та температури гальмування $T^* = T_0^*$ в кожній точці можна знайти:

$$\text{швидкість } C = \sqrt{2009 \cdot T^* \left[1 - \left(\frac{P+B}{P^*+B} \right)^{0,2857} \right]},$$

$$\text{температуру } T = T^* - C^2/2009,$$

густину $\rho = (P + B)9,8 / (287 \cdot T)$,

витрату в околі точки $\Delta g = \rho C \cos \gamma \sin \alpha \cdot \Delta F$,

де $\Delta F = F/7 = 0,0002024 \text{ м}^2$ ($F = 0,001417$ – торцева площа кільця).

Оскільки за соплом відсутня великомасштабна нерівномірність параметрів потоку, умовно прийнято, що у коловому напрямку розташоване всього сім точок, а витрата в струмку течії $g = \sum_{j=1}^m \Delta g$. Добуток $\cos \gamma \sin \alpha$ можна замінити на $\cos \theta$, де θ – кут між вектором швидкості \vec{C} і його витратною складовою \vec{C}_a .

Загальні міркування з питання вибору способів осереднення параметрів потоку розглянуті у монографії Г.Н. Абрамовича [9]. Відзначається, що газові потоки зі змінними вздовж переріза параметрами в окремих випадках можна розглядати як одновимірні. При цьому виникає задача про осереднення параметрів газу в поперечному перерізі нерівномірного потоку.

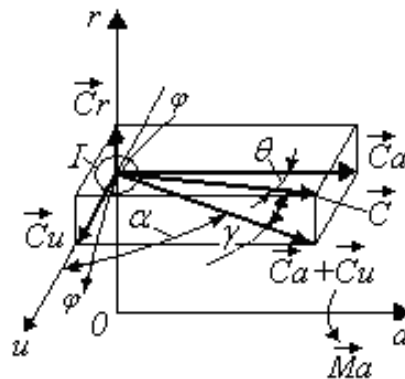


Рисунок 2.1. – Параметри просторового потоку.

Задано нерівномірний потік, який характеризується низкою сумарних (інтегральних) величин, а саме: витратою газу, енергією, імпульсом, ентальпією та іншими. Ці інтегральні характеристики потоку наведено в табл. 2.2 Оскільки у деяких випадках радіальна складова швидкості буває невідомою, тому інтегральні характеристики підраховано як для просторового потоку ($\gamma \neq 0$), так і для циліндричного потоку (кут γ у табл. 2.1 вважається таким, що дорівнює нулю).

Таблиця 2.2. Інтегральні характеристики потоку за решіткою та оціночні характеристики решітки.

Вид потоку	Циліндричний, $\gamma = 0$	Просторовий, $\gamma \neq 0$
Витрата, g , кг/с	0,1017	0,1012
Кінетична енергія, E_k , Дж/с	1842	1832
Кількість руху, R , Н	19,31	19,22
Осьова проекція кількості руху, R_a , Н	6,13	6,06
Колова проекція кількості руху, R_u , Н	18,30	18,11
Осьова складова повного імпульсу, I_a , Н	153,94	153,87
Осьова проекція моменту кількості руху, M_a , Н·м	1,72	1,702
Зміна питомої ентropії, ΔS , Дж/кг·К	1,73	1,73
Теоретичні інтегральні характеристики для $\bar{P} = 434 \text{ кг/м}^2$ та $\bar{\alpha} = 18,51^\circ$		
Теоретична витрата, \bar{g}_t , кг/с	0,1056	0,1056
Теоретична кількість руху, \bar{R}_t , Н	20,42	20,42
Теоретична кінетична енергія, \bar{E}_{kt} , Дж/с	1975	1975
Оціночні характеристики решітки		
Коефіцієнт витрати, $\bar{\mu} = g / \bar{g}_t$	0,963	0,958
коефіцієнт швидкості, $\bar{\varphi} = (R / g) / (\bar{R}_t / \bar{g}_t)$	0,982	0,982
ККД решітки $\bar{\eta} = (E_k / g) / (\bar{E}_{kt} / \bar{g}_t)$	0,969	0,968

Із табл. 2.2 видно, що неврахування або неможливість вимірювання радіальної складової швидкості практично не впливає на коефіцієнт швидкості та ККД решітки, але завищує масову витрату на 0,5% та момент M_a на 1%. У нижній половині табл. 2.2 представлені теоретичні величини інтегральних характеристик усередненого потоку та оціночні характеристики решітки, що були визначені відповідно до [4]. У [4] спочатку знаходиться усереднені за площею тиск за решіткою $\bar{P} = 434 \text{ кг/м}^2$ та кут $\bar{\alpha} = 18,51^\circ$, а вже потім – наступні теоретичні параметри, а саме: $\bar{C}_t = 193,37 \text{ м/с}$, $\bar{g}_t = \bar{\rho}_t \bar{C}_t F \sin \bar{\alpha}$, $\bar{E}_{kt} = 0,5 \bar{g}_t \bar{C}_t^2$. На оціночні характеристики $\bar{\mu}, \bar{\varphi}, \bar{\eta}$ помітно впливає спосіб усереднення тиску. Якщо його усереднити більш коректно, з урахуванням витратної складової швидкості ($\bar{P} = 423 \text{ кг / м}^2$), швидкість \bar{C}_t збільшиться до 193,87 м/с, що призведе до зниження в 1,0025 раз коефіцієнтів швидкості та масової витрати і зниження ККД решітки з 0,969 до 0,964 (якщо $\gamma = 0$).

Усереднений кут потоку за решіткою визначається в методах [3,5] за формулою $\bar{\alpha} = \arctg R_a / R_u$. Крім цього кута в методах [4, 5] обчислюється ККД решітки, а в методі [3] – коефіцієнт швидкості.

У монографії [9] розглянуті різні способи усереднення поступального нерівномірного потоку та зазначено, що при цьому можна зберегти постійними тільки три сумарні характеристики вихідного течії. Відсутність в [9] рекомендацій щодо усереднення просторового потоку в ступенях турбомашин стало, мабуть, однією з причин появи не цілком обґрунтованих методик обробки результатів фізичних експериментів [6, 7].

Оскільки стан одновимірного просторового потоку в кожній кільцевій струмці визначається п'ятьма незалежними параметрами (наприклад, параметрами гальмування \bar{T}^* , \bar{P}^* , тиском \bar{P} та кутами $\bar{\alpha}$ і $\bar{\gamma}$), то при усередненні вздовж кроку одночасно можна зберегти постійними тільки п'ять сумарних фізичних характеристик вихідного течії. Усереднені уздовж кроку параметри потоку за сопловою решіткою та його інтегральні характеристики відзначені рискою зверху, а індекс 1 не вказано. Із формули для ККД цівки струму (елементарного турбінного ступеня)

$$\bar{\eta}_{o\dot{e}} = \omega \cdot (\bar{M}_a - \bar{M}_{a2}) / (\bar{g} \bar{H}_p)$$

впливає, що для вірного визначення ККД необхідно зберегти під час осереднення уздовж кроку осьову проекцію моменту кількості руху та масову витрату. Крім \bar{M}_a та \bar{g} є доцільним зберегти не тільки відношення E_k / E_{k1} (як це прийнято в [5]), а й фактичні величини цих кінетичних енергій, а також повну енергію, що дозволить знайти інтегральні характеристики решітки $\bar{\varphi}$, $\bar{\alpha}$, $\bar{\gamma}$ в методі 1.

2.3 Метод 1 усереднення параметрів невісесиметричного потоку за сопловою решіткою

Якщо температура гальмування перед решіткою T_0^* є постійною в поперечному перерізі 0, то і за решіткою у всіх точках потоку температура

гальмування дорівнює температурі T_0^* . Таким чином, умова збереження повної енергії $\bar{E} = C_p \bar{T}^* \bar{g} = \sum_{j=1}^m C_p T^* \Delta g = E$ є еквівалентною умові $\bar{T}^* = T_0^*$.

Після знаходження масової витрати в струмку течії

$$\bar{g} = \bar{\rho} \bar{C} \cos \bar{\gamma} \sin \bar{\alpha} F = \sum_{j=1}^m \rho C \cos \gamma \sin \alpha \Delta F = \sum_{j=1}^m \Delta g = g$$

із гібридної умови збереження секундної теоретичної кінетичної енергії

$$\bar{E}_k = \bar{g} \bar{C}_t^2 / 2 = \sum_{j=1}^m (C_t^2 / 2) \Delta g = E_k$$

можна знайти усереднену теоретичну швидкість потоку за решіткою \bar{C}_t . В останній формулі локальна теоретична швидкість визначається так:

$C_t = \sqrt{2009 T_0^* \left[1 - \left((P+B)/(P_0^* + B) \right)^{0,2857} \right]}$. Усереднений тиск за решіткою $\bar{P} + B = (P_0^* + B) \bar{\pi}_t$, де відношення тисків дорівнює $\bar{\pi}_t = \left(1 - 0,1666 \bar{\lambda}_t^2 \right)^{3,5}$, визначається за величиною наведеної теоретичної швидкості $\bar{\lambda}_t = \bar{C}_t / 18,3 \sqrt{T_0^*}$.

Із умови збереження секундної кінетичної енергії $\bar{E}_k = \bar{g} \bar{C}^2 / 2 = \sum_{j=1}^m (C^2 / 2) \Delta g = E_k$ знаходиться усереднена швидкість \bar{C} , наведена швидкість $\bar{\lambda} = \bar{C} / 18,3 \sqrt{T_0^*}$, відношення тисків $\bar{\pi} = \left(1 - 0,1666 \bar{\lambda}^2 \right)^{3,5}$, тиск гальмування за решіткою $\bar{P}^* + B = (\bar{P} + B) / \bar{\pi}$ та щільність газу $\bar{\rho} = (\bar{P} + B) \cdot 9,8 / \left(287 (\bar{T}^* - \bar{C}^2 / 2009) \right)$.

Останнє (п'яте) інтегральне співвідношення

$$\bar{M}_a = r \bar{g} \bar{C}_u = \sum_{j=1}^m r C \cos \gamma \cos \alpha \Delta g = \text{Ma}$$

дозволяє знайти усереднену колову складову швидкості \bar{C}_u та розділити на співмножники добутку $\cos \bar{\gamma} \sin \bar{\alpha} = \bar{g} / \bar{\rho} \bar{C} F$:

$$\bar{\alpha} = \arctg \left(\cos \bar{\gamma} \sin \bar{\alpha} \cdot \bar{C} / \bar{C}_u \right),$$

$$\bar{\gamma} = \arccos \left(\cos \bar{\gamma} \sin \bar{\alpha} / \sin \bar{\alpha} \right).$$

ККД соплової решітки $\bar{\eta} = \left(\bar{C} / \bar{C}_t \right)^2$, коефіцієнт втрат кінетичної енергії $\bar{\zeta} = 1 - \bar{\eta}$.

2.4 Аналіз різних методів усереднення

Нерівномірні за решіткою параметри потоку із табл. 2.1 були усереднені різними методами (табл. 2.3). Усереднені параметри потоку \bar{P}^* , \bar{T}^* , \bar{P} , $\bar{\alpha}$, $\bar{\gamma}$, його інтегральні характеристики \bar{g} , \bar{E}_k , \bar{M}_a та інші, а також оціночні характеристики решітки відокремлені в табл. 3 рискою. На відміну від вихідного двовимірного потоку, в якому $\bar{\eta} > \bar{\varphi} 2$, в усередненому потоці $\bar{\eta} = \bar{\varphi} 2$.

Таблиця 2.3. Результати усереднення параметрів потоку за решіткою різними методами.

Ме- тод	E/g , \bar{P}_s ,	E/g , \bar{P}_s ,	E/g , E_k/E_{kt}	Усе- ред- нене за пло- щею	Усе- ред- нене за масо- вою вitra- тою	E , I_a, S , g	E , R_r , S , R_a	E , R_r , I_a , g , M_a	E , E_k , E_{kt} , g , M_a	E , S , E_{kt} , g , M_a
	R/g , R_a/R_u	E_k/g , R_a/R_u	R_a/R_u			$\gamma = 0$	$\gamma = 0$			
	Джерело інформації									
Па- рамет- ри	[3]	[4]	[5]	–	–	[6]	[7]	[8]	Ме- тод 1	Ме- тод 2
\bar{T}^* , К	318									
\bar{P} , кг/м ²	434	434	–	434	423	441	196	440	423	423
\bar{P}^* , кг/м ²	2834	2846	–	2819	2833	2857	2857	2813	2831	2856
$\bar{\theta}$, град	71,49	71,49	71,49	71,75	71,55	71,98	72,63	71,82	71,94	72,0
$\bar{\alpha}$, град	18,51	18,51	18,51	18,29	18,49	–	17,41	18,20	18,24	18,2
$\bar{\gamma}$, град	0	0	0	5,97	5,90	–	3,86	4,1	7,95	9,67
\bar{g} , кг/с	0,103	0,1037	–	0,101	0,102	0,101	0,101	0,1012	0,101	0,10
\bar{E}_k , Вт	1866	1877	–	1819	1862	1834	2035	1808	1832	1849
\bar{M}_a , Нм	1,752	1,758	–	1,705	1,736	–	1,816	1,702	1,702	1,70

$P_0^* - \bar{P}^*$, кг/м2	102	90	–	117	103	79	79	123	105	80
$\bar{\eta}$	0,964	0,969	0,964	0,959	0,963	0,972	0,975	0,957	0,964	0,97
$\bar{\varphi}$	0,982	0,984	0,982	0,979	0,981	0,986	0,987	0,976	0,982	0,98
$\bar{\zeta}$	0,036	0,031	0,036	0,041	0,037	0,028	0,025	0,043	0,036	0,02
$\bar{\varphi} \cos \gamma$	0,982	0,984	0,982	0,974	0,976	–	0,985	0,975	0,972	0,97

В позначенні методів перераховані інтегральні характеристики, які зберігаються під час усереднення. Для методу 1 це – E , E_k , E_{kt} , g , M_a . Для методу 2 та методів [6, 7] умова збереження ентропії ($\bar{S} = S$) є еквівалентною щодо умови збільшення ентропії в сопловій решітці: $\Delta \bar{S} = \Delta S$, де $\Delta \bar{S} = -R \ln \left[\frac{(\bar{P}^* + B)}{(P_0^* + B)} \right]$. Усереднений тиск гальмування за решіткою визначається у цьому випадку за формулою [9]

$$\bar{P}^* + B = \exp \left\{ \frac{1}{g} \sum_{j=1}^m [\ln(P^* + B)] \Delta g \right\}.$$

У деяких методах зберігаються наступні інтегральні характеристики потоку або їх співвідношення:

$$\text{кількість руху } \bar{R} = \bar{g} \bar{c} = \sum_{j=1}^m C \Delta g = R,$$

$$\text{осьова проекція кількості руху } \bar{R}_a = \bar{g} \bar{C}_a = \sum_{j=1}^m C \cdot \cos \gamma \cdot \sin \alpha \cdot \Delta g = R_a,$$

$$\text{колова проекція кількості руху } \bar{R}_u = \bar{g} \bar{C}_u = \sum_{j=1}^m C \cdot \cos \gamma \cdot \cos \alpha \cdot \Delta g = R_u,$$

$$\text{радіальна проекція кількості руху } \bar{R}_r = \bar{g} \bar{C}_r = \sum_{j=1}^m C \cdot \sin \gamma \cdot \Delta g = R_r,$$

$$\text{осьова складова повного імпульсу } \bar{I}_a = \bar{g} \bar{C}_a + (\bar{P} + B) \cdot 9,8F = R_a + \sum_{j=1}^m (P + B) 9,8 \Delta F = I_a.$$

У двох найпростіших методах усереднення за площею та за масовою витратою були усереднені $P, P^*, \sin \alpha, \cos \gamma$. Оскільки запропоновані до використання методи 1 та 2 забезпечують вірність визначення масової витрати

крізь решітку ($\bar{g} = g$), тиску за решіткою $\bar{P} = 423$ кг/м², а також осьової проєкції моменту кількості руху ($\bar{M}_a = M_a$), всі інші методи були оцінені за мірою спотворення масової витрати, моменту та усередненого тиску.

2.4.1 Порівняння методів, в яких не забезпечується збереження масової витрати

Найпростіший метод усереднення параметрів за площею завищує масову витрату тільки на 0,3%, момент \bar{M}_a – на 0,17%, а тиск – на 11 кг / м². Для степені реактивності ступеня 0,33 така помилка у визначенні тиску підвищує степінь реактивності до 0,333. Однак, для інших масивів початкових даних похибка цього методу може бути набагато більшою.

Використання усереднених за масовою витратою $\bar{P}, \bar{P}^*, \bar{\alpha}, \bar{\gamma}$ забезпечує вірність визначення тиску \bar{P} , проте масова витрата \bar{g} виявляється більше фактичної на 1,7%, а момент \bar{M}_a – більше фактичного на 2%. Таким чином, цей метод усереднення є незадовільним.

Якщо під час визначення параметрів потоку знехтувати радіальної складової швидкості, поклавши рівним до нуля кут γ в табл. 2.1, та скористатися методами [3, 4] усереднення параметрів плоского потоку, витрата крізь решітку виявиться завищеним на 2,3 - 2,5%, а момент – на 3 - 3,3%. У цих методах усереднений тиск також є дещо завищеним (на 11 кг / м²), оскільки він знаходиться шляхом усереднення локальних тисків за площею. Невеликі розбіжності в оціночних характеристиках пояснюються тим, що в методі [3] зберігається питома кількість руху R/g , що є основою визначення коефіцієнта швидкості $\bar{\varphi} = 0,982$, $\bar{\varphi}^2 = 0,964$, а в методі [4] зберігається питома кінетична енергія, що є основою визначення ККД решітки $\bar{\eta} = 0,969$.

На відміну від методу [4], де зберігається питома кінетична енергія E_k/g , а теоретичні параметри потоку знаходяться для $\bar{P} = 434$ кг/м², в методі [5] ККД решітки обчислюється як відношення E_k/E_k , в якому чисельник і знаменник знаходяться з використанням одних і тих же полів тиску та локальних

фактичних масових витрат за решіткою. Величина ККД решітки в методах [4] і [5] відрізняються незначно, однак це не має особливого значення, оскільки коректність методів слід оцінювати не за рівнем ККД, а за величиною похибок у визначенні масової витрати, осьової проекції кількості руху та тиску, які в методі [5] не обчислюються.

Для визначення цих параметрів замість умови збереження E_k/E_{kt} в методі [7] можна зберегти питомі енергії E_k/g та E_{kt}/g , а замість умови $\gamma=0$ зберегти відношення R_r/R , що дасть можливість знайти усереднений кут $\bar{\gamma} = 4,1^\circ$. Гібридна умова $\bar{E}_{kt}/\bar{g} = E_{kt}/g$ дозволяє коректно, як це зроблено в методі 1, визначити усереднений тиск за решіткою, який практично не відрізняється від тиску, усередненого за масовою витратою. Однак й у цьому вдосконаленому методі – E/g , E_k/g , E_{kt}/g , R_a/R_u , R_r/R – усереднена масова витрата \bar{g} буде завищена на 2%, а усереднений момент \bar{M}_a – на 2,7%.

2.4.2 Порівняння методів, що забезпечують збереження масової витрати

Із таблиці 2.3 видно, що метод E, I_a, S, g незначно завищує тиск \bar{P} . Використання під час усереднення параметрів просторового потоку лише чотирьох інтегральних характеристик не дозволяє розділити добуток на окремі множники, і, отже, знайти момент \bar{M}_a і кути $\bar{\alpha}$ та $\bar{\gamma}$. У цьому випадку [6] ККД цівки течії знаходиться за формулою, яка забезпечує прийнятну точність лише за високої різниці температур гальмування, що вимірюються за допомогою термопар.

Метод E, R_r, S, g, R_a абсолютно неприйнятний, оскільки занижує тиск \bar{P} на 227 кг/м² і завищує момент \bar{M}_a на 6,7%. Недоліком методу E, R_r, I_a, g, M_a є незначне завищення тиску \bar{P} на 17 кг/м². Для степені реактивності ступеня 0,33 така помилка завищує степінь реактивності до 0,335, а цим можна знехтувати, враховуючи похибки експериментального визначення тиску за решіткою. Завищення тиску занижує теоретичну швидкість потоку \bar{C}_t , тому вірне

визначення колової складової швидкості $\bar{C}_u = \bar{C}_t \bar{\varphi} \cos \bar{\gamma} \cos \bar{\alpha}$ забезпечується за рахунок зростання комплексу $\bar{\varphi} \cos \bar{\gamma}$ з 0,972 до 0,976.

2.5 Метод 2 усереднення параметрів потоку за соплової решіткою

В [9] зазначається, що за будь-якого способу усереднення параметрів нерівномірного потоку зберігається тільки частина його сумарних характеристик, і неминуче втрачаються деякі властивості потоку. Звідси випливає, що в кожному окремому випадку необхідно вибрати такий спосіб усереднення, який найбільш повно відображав би особливості поставленого завдання. Тому незначне заниження кута $\bar{\alpha}$ і завищення кута $\bar{\gamma}$ в розглянутому вище методі 1 не є істотним недоліком, так як забезпечує можливість вірного знаходження масової витрати \bar{g} та моменту \bar{M}_a . Не є, мабуть, значущим недоліком і суттєве завищення ентропії, оскільки економічність решітки прийнято оцінювати за величиною втрат питомої кінетичної енергії, а не за величиною приросту ентропії $\Delta \bar{S} = -R \ln \left[\frac{(\bar{P}^* + B)}{(P_0^* + B)} \right]$. На жаль, під час усереднення параметрів нерівномірного потоку неможливо зберегти ентропію та кінетичну енергію, не спотворивши при цьому такий важливий параметр як тиск за сопловою решіткою \bar{P} , який визначається із умови $\bar{E}_{kt} = E_{kt}$.

Відповідно до пропозицій [9] в тих випадках, коли за змістом завдання потрібно оцінити працездатність вихідного потоку газу, доцільно проводити усереднення так, щоб зберегти постійної сумарну величину ентропії газу ($\bar{S} = S$). Такий не зовсім традиційний підхід цілком можливий, якщо під час усереднення зберегти також E , E_{kt} , g , M_a . Розрахунки показують, що за умови заміни в методі 1 кінетичної енергії E_k ентропією S параметри потоку \bar{P}, \bar{T}^* і теоретична швидкість \bar{C}_t залишаються незмінними. Збільшення надлишкового тиску гальмування \bar{P}^* з 2831 до 2856 кг/м² підвищує швидкість \bar{C} . Коефіцієнт швидкості $\bar{\varphi} = \bar{C} / \bar{C}_t$ збільшується з 0,9815 до 0,986. Оскільки кут $\bar{\alpha}$ практично не змінюється, збільшення швидкості \bar{C} відбувається за рахунок зростання

радіальної складової швидкості, тобто за рахунок збільшення кута $\bar{\gamma}$ з 7,95 до 9,67 °.

Важливо відзначити, що на відміну від коефіцієнта швидкості $\bar{\phi}$, який в методах з однаковими E , E_k , g , Ma підвищується під час заміни E_k ентропією S , добуток $\bar{\phi} \cos \bar{\gamma}$ залишається незмінним (0,972). Таким чином, цей добуток є універсальною характеристикою якості напрямної решітки. В [10] показано, що ККД елементарного ступеня турбіни залежить від режимних параметрів u/\bar{C}_ϕ та $\bar{\lambda}_\delta = \bar{N}_\delta / \bar{a}_{\delta\delta}$, кутів потоку $\bar{\alpha}$ та $\bar{\gamma}$, а також комплексних критеріїв якості соплової і робочої решіток $\bar{\phi} \cos \bar{\gamma}$ и $\bar{\psi} \cos \bar{\gamma}_2$.

На закінчення відзначимо, що в методі 2 умову збереження ентропії можна замінити умовою збереження кількості руху у початковому нерівномірному та усередненому потоках (метод 3). Незважаючи на зниження до 0,979 коефіцієнта швидкості і до 6,89° кута $\bar{\gamma}$, а також зростання до 18,25° кута $\bar{\alpha}$, комплексний критерій якості напрямної решітки практично не змінюється.

ВИСНОВКИ

1. Виконано аналіз переваг та недоліків найбільш поширених методів усереднення параметрів нерівномірного потоку за решітками турбомашин.

2. Доведено, що для коректного усереднення параметрів потоку за решіткою необхідно обов'язково зберегти три інтегральні характеристики вихідного нерівномірного потоку, а саме: масову витрату, ентальпію гальмування та осьову проекцію моменту кількості руху.

3. В якості четвертої інтегральної характеристики течії можна використовувати кінетичну енергію (метод 1), ентропію (метод 2), кількість руху (метод 3).

4. У методах 1, 2 та 3 газодинамічні характеристики соплової решітки (коефіцієнт швидкості і два кути потоку) помітно відрізняються. В той же час, запропонований для використання комплексний критерій якості решітки – добуток коефіцієнта швидкості решітки на косинус кута, який визначає величину радіальної складової швидкості потоку, не залежить від вибору четвертої інтегральної характеристики течії.

5. У методах 1, 2 та 3 запропоновано визначати теоретичні параметри за решіткою (тиск та швидкість потоку) за умови збереження кінетичної енергії у теоретичному процесі течії. Замість цієї гібридної характеристики течії можна використовувати середньовитратний спосіб усереднення тиску.

6. Інтегральні характеристики соплової та робочої решіток (два коефіцієнта швидкості та чотири кути потоку), які визначено за допомогою запропонованих методів усереднення, є надійним підґрунтям для теплового розрахунку ступеня турбіни в одновимірній постановці.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Щегляев А.В. Паровые турбины. Москва: Энергоиздат, 1993, 384 с.
2. Дейч М.Е., Филиппов Г.А., Лазарев Л.Я. Атлас профилей решеток осевых турбин. Москва: Машиностроение, 1965, 96с.
3. Венедиктов В.Д., Грановский А.В., Карелин А.М., Колесов А.Н., Мухтаров М.Х. Атлас экспериментальных характеристик плоских решёток охлаждаемых газовых турбин. Москва : ЦИАМ, 1990, 393с.
4. Степанов Г.Ю. Гидродинамика решёток турбомашин. Москва : Физматгиз, 1962, 812с.
5. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. Москва : Энергия, 1974, 592с.
6. Бодрунов А.П. Исследование работы последних ступеней мощных турбин в условиях близких к натурным. Ph.D. Thesis, Харьковский политехнический институт, Харьков, 1976, 187с.
7. Дронник Ю.М., Винарский Б.Б., Богуславская З.Д. Методика зондовых измерений пространственного потока пара в моделях сопловых аппаратов последних ступеней турбин. Энергетическое машиностроение. 1978. Вып.25.С.72-85.
8. Лим Ч.С. Разработка метода прогнозирования характеристик турбины на основе экспериментального моделирования газодинамических процессов. Ph.D. Thesis, НТУ «Харьковский политехнический институт», Харьков, 2012, 157с.
9. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Москва: Наука, 1991, 600 с.
10. Лапузин А.В. Исследование влияния регенеративного отбора на работу турбинного отсека. Ph.D. Thesis, Харьковский политехнический институт, Харьков, 1981, 216с.