

Tadeusz CHMIELNIAK, Eugeniusz PRYSOK
Grzegorz SOROKOWSKI

WSPÓŁCZYNNIKI WNIKANIA CIEPŁA DLA WYBRANYCH ELEMENTÓW TURBIN

Streszczenie. Podano analizę i porównanie współczynników wnikania ciepła dla różnych elementów turbin ciepłych. Wybrane formuły zilustrowano odpowiednimi nomogramami ułatwiającymi obliczenia praktyczne.

1. Wstęp

Dokładne określenie warunków wymiany ciepła w elementach turbin ciepłych ma podstawowe znaczenie dla analizy ich stanu cieplnego, który z kolei warunkuje szereg istotnych momentów eksploatacji turbin (rozruch, zrzut obciążenia itd.).

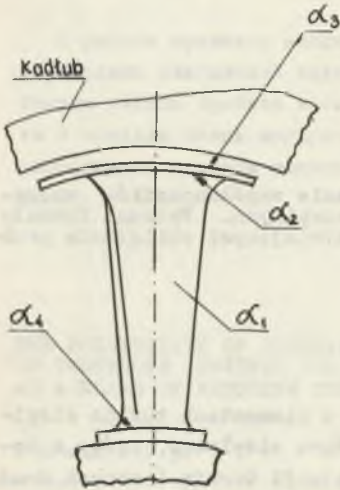
W ogólnym przypadku współczynnik wnikania ciepła można określić rozwiązując równania Prandtla i energii dla omywanych powierzchni. Rozwiązanie tego układu równań dla wielu mniej skomplikowanych geometrii jest znane. Obok dokładnych rozwiązań omawianego zagadnienia brzegowego przedstawiono w literaturze cały szereg rozwiązań przybliżonych. Niejednokrotnie kosztem pewnego obniżenia dokładności metody przybliżone pozwalają uwzględnić wpływ szeregu dodatkowych czynników na warunki wymiany ciepła, których uwzględnienia w przypadku stosowania ścisłych metod prowadzi do poważnych trudności.

Dla prostych geometrii i nieskomplikowanych warunków wymiany ciepła (powierzchnie izotermiczne, przepływ laminarny itd.) do obliczeń praktycznych można z dostateczną dokładnością wykorzystać rozwiązania analityczne równań Prandtla i energii. Dla bardziej złożonych zagadnień szybciej do celu prowadzą metody eksperymentalne.

W pracy przedstawiono niektóre rezultaty analizy współczynników wnikania dla różnych elementów turbin. Analizy dokonano na podstawie aktualnego stanu wiedzy w tym zakresie. Ze szczególnym uwzględnieniem stosowności poszczególnych związków.

2. Układ łopatkowy

Dla ułatwienia analizy wymiany ciepła w układzie łopatkowym wyróżnia się szereg strumieni ciepła. Podstawą klasyfikacji są cechy geometryczne układu powodujące różnice w fizycznym przebiegu procesu wymiany ciepła (rys. 1).



Rys. 1. Współczynniki wnika-
nia ciepła dla układu łop-
atkowego

Współczynnik wnika-
nia $\bar{\alpha}_1$ był szczegó-
lnie intensywnie badany [np.: 1, 2, 3, 4].
Z praktycznego punktu widzenia za najbar-
dziej interesujące można uznać zależności
kryterialne podane w [2, 4]:

$$\bar{Nu}_1 = 0,206 \text{ Re}^{0,56} \text{ Sg}^{-0,58} \quad (1)$$

$$\bar{Nu}_1 = C \text{ Re}^n \quad (2)$$

gdzie:

$$Nu_1 = \frac{\bar{\alpha}_1 b}{\lambda_c} \quad Re = \frac{w \cdot de}{\nu_c}, \quad de = \frac{P}{\pi}$$

$$Sg = k \left\{ \frac{2 \bar{b}}{\bar{t} \sin(\beta_1 + \beta_2) \cos^2 \frac{\beta_1 - \beta_2}{2}} - 1 \right\}^{1/2}$$

$$k = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2}, \quad \bar{b} = \frac{b}{b_0}, \quad \bar{t} = \frac{t}{b_0}$$

$$C = 0,328 \quad k - 0,282, \quad n = 0,736 \quad k^{-0,4}$$

$$\rho = \rho \left(\frac{t_1 + t_2}{2}, \frac{p_1 + p_2}{2} \right), \quad \lambda_c = \lambda \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right), \quad \mu_c = \mu \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right),$$

b - szerokość palisady, b_0 - cięciwa profilu, t - podziałka palisady, t_1 , t_2 - temperatura przed i za wieńcem, p_1 , p_2 - ciśnienie przed i za wieńcem, P - obwód profilu, β_1 , β_2 - geometryczne kąty wejścia i wyjścia, ρ , λ_c , μ_c - gęstość, współczynnik przewodzenia, współczynnik dynamiczny lepkości czynnika.

Zależność (1) otrzymano dla

$$2 \cdot 10^5 \leq \text{Re} \leq 1,5 \cdot 10^6$$

$$2 \leq \text{Sg} \leq 45$$

Przedział zmienności Re dla formuły (2) jest równy

$$10^4 \leq \text{Re} \leq 10^6$$

Stosując związek (2) można otrzymać nieco dokładniejsze rezultaty, jeżeli stałe C i n aproksymować różnymi formułami dla różnych zakresów zmian k (różnej formy geometrycznej kanału). Dla $0,9 < k < 1,5$ (kanały akcyjne) można przyjąć:

$$C = 0,165 k - 0,104, \quad n = 0,835 - 0,125 k, \quad (a)$$

dla $1,5 < k < 2,8$ (kanały reakcyjne) C i n mogą być określone przez zależności:

$$C = 0,177 k + 0,042, \quad n = 0,632 - 0,0475 k. \quad (b)$$

Przebieg zależności (2) z uwzględnieniem (a) i (b) ilustrują rysunki 2a i 2b.

Porównanie formuł (1), (2) dla ogólnego przypadku jest utrudnione. Uzasadnione jest jednak przeprowadzenie takiego porównania dla palisad o optymalnej podziałce $\bar{\tau}_{\text{opt}}$ i ustalonych wartości \bar{b} [5].

Za dostatecznie dokładny związek opisujący $\bar{\tau}_{\text{opt}}$ można przyjąć [5]:

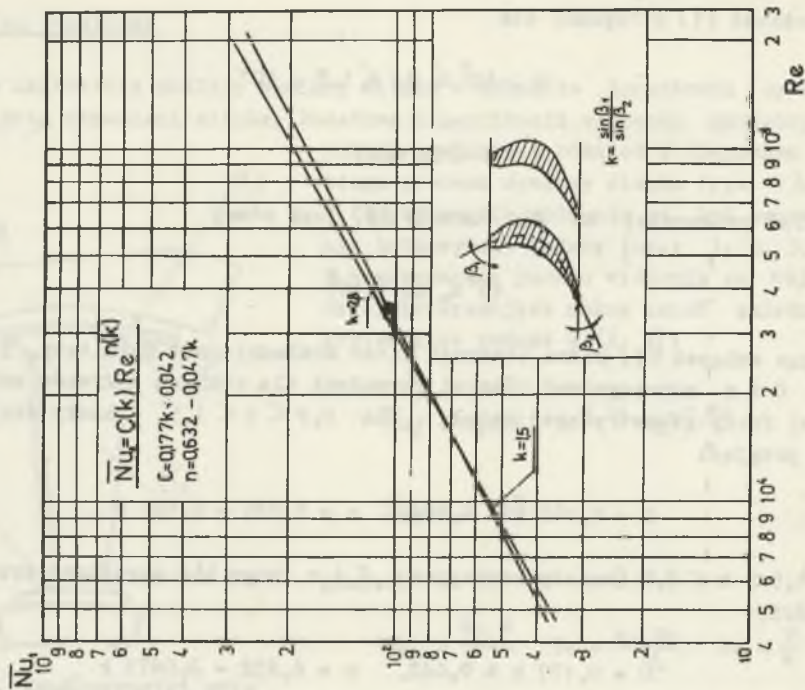
$$\bar{\tau}_{\text{opt}} = \frac{0,327}{k^{0,371}} \textcircled{H}^{1/3} - \frac{0,994}{k^{0,385}} + 1,314 \quad \text{dla } k \geq 1,5,$$

$$\bar{\tau}_{\text{opt}} = \frac{1,127}{k} - 0,869 \textcircled{H}^{-1/2} - \frac{1,71}{k} + 1,604 \quad \text{dla } 1 \leq k < 1,5.$$

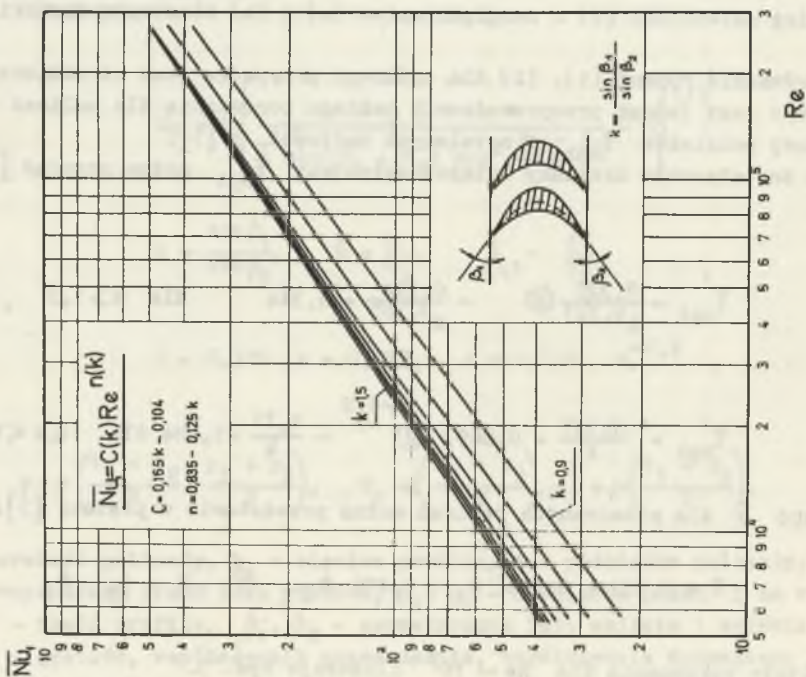
Funkcję \bar{b} dla stosowanych palisad można przedstawić w postaci [5]:

$$\bar{b} = 0,851 - 0,236 \beta_1 + 0,476 \beta_2, \quad \textcircled{H} = \mathcal{K} - \beta_1 - \beta_2.$$

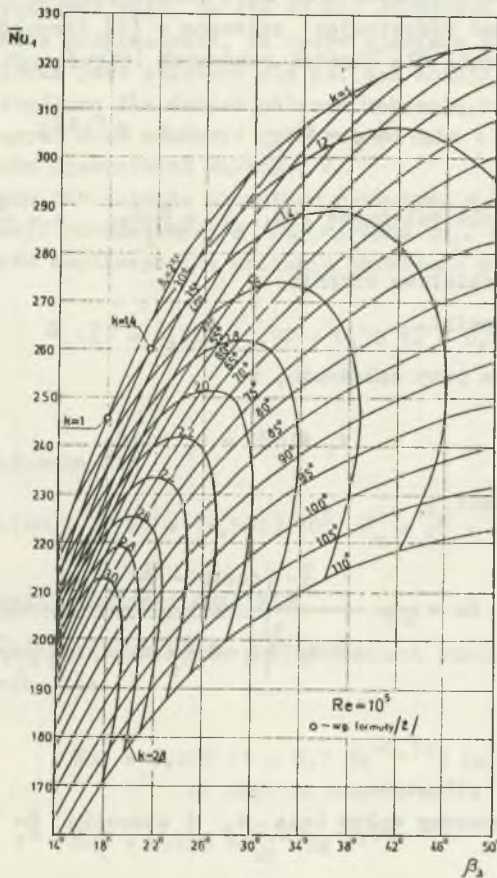
Rezultaty porównania dla $\text{Re} = 10^5$ ilustruje rys. 3.



Rys. 2b. Zależność $Nu = f(Re, k)$ dla profili reakcyjnych



Rys. 2a. Zależność $Nu = f(Re, k)$ dla profili akcyjnych



Rys. 3. Zależność $Nu = f(\beta_1, \beta_2)$ dla profili akcyjnych i reakcyjnych

Z przedstawionych danych wynika duża rozbieżność rezultatów otrzymanych z formuł (1) i (2).

Formuły (1) i (2) otrzymano z analizy rezultatów pomiarów współczynników $\bar{\alpha}_1$ w warunkach statycznych (palisady niewirujące), dla przepływu z zerowym kątem ataku ($i = 0$). W literaturze brak zgodności co do możliwości wykorzystania tych rezultatów dla wirujących kanałów. W [3, 6] w zasadzie nie stwierdza się różnicy między wartościami $\bar{\alpha}_1$ dla kanałów kierowniczych i roboczych. W [2] stawia się tezę, że wartości w kanałach roboczych przekraczają wartości $\bar{\alpha}_1$ dla palisad kierowniczych o 30-40%.

Wpływ parametrów przepływu oraz cech geometrycznych wirujących kanałów można przeanalizować rozpatrując zaleconą w [2] formułę do określenia współczynnika wnikania dla łopatek roboczych (wirujących).

$$\text{Nu}_R = \text{Nu}_{1u} (1 + 0,8 \text{ Su}^{0,42}) \quad (3)$$

gdzie: Nu_{1u} określa zależność (1), $\text{Su} = \frac{u l}{w_2 d}$, $u = \frac{\pi d n}{60}$,

d – średnica podziałowa stopnia,

l – wysokość łopatki.

Stosunek Su można przy założeniu, że

$$w_1 \sin \beta_1 = w_2 \sin \beta_2$$

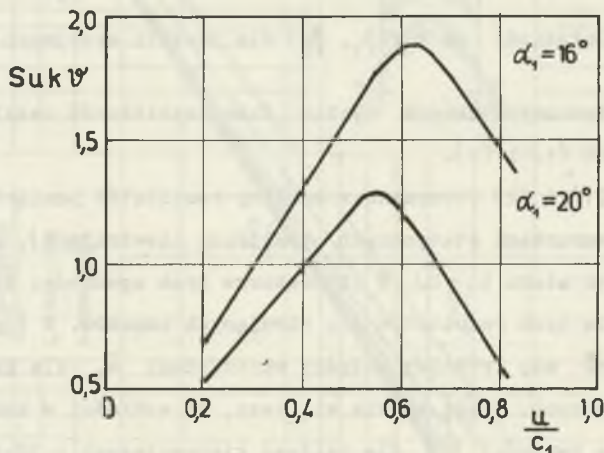
przedstawić w postaci

$$\text{Su} = \frac{1}{k v^*} \frac{\frac{u}{c_1} (\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1})}{\sin \alpha_1 \sqrt{1 - 2 \frac{u}{c_1} \cos \alpha_1 + (\frac{u}{c_1})^2}} \quad (4)$$

gdzie: $v^* = \frac{d}{l}$.

Funkcję $\text{Su} k v^*$ zilustrowano na rys. 4.

Widoczny jest znaczny wpływ kąta α_1 i stosunku $\frac{u}{c_1}$ na wartość Su .



Rys. 4. Zależność $\text{Su} k v^* = f(u/c_1, \alpha_1)$

Przebieg krzywych oraz fakt, że dla stopni akcyjnych k przyjmuje większe wartości, pozwala przypuszczać, że wpływ zjawiska wirowania na intensywność wymiany ciepła jest zbliżony dla palisad akcyjnych i reakcyjnych.

Obliczenia szczegółowe dla danych palisad wskazują, że liczba Nusselta dla łopatek wirujących może znacznie przekraczać dane dla łopatek kierowniczych, zwłaszcza dla niewielkich wartości \bar{v} .

Zmiana kąta ataku "i" zmienia charakter przepływu w kanale łopatkowym a więc w konsekwencji również wpływa na wartość α_1 . W [7] wpływ zmiany kąta "i" na wartość współczynnika wnikania określono związkiem

$$\bar{\alpha}_1(\bar{i}) = \bar{\alpha}_1(0) [0,97 + 0,78 (\bar{i} - 0,2)^2] \quad (5)$$

gdzie: $\bar{i} = i/\beta_1$.

Formuła (5) jest słuszna dla

$$\bar{i} = (-0,5) - (+0,4), \quad Re = (1,5-4) \cdot 10^5, \quad \bar{r}_w = \frac{r_w}{b} = (0,023 - 0,073)$$

(r_w - promień krawędzi wlotowej łopatki).

Współczynniki wnikania ciepła na powierzchniach czołowych ($\bar{\alpha}_2$ i $\bar{\alpha}_4$) można obliczyć z formuł [9]:

$$\bar{Nu}_1 = 0,032 (1 + 0,7 Sg^{-0,54}) Re_2^{0,8} \quad (6)$$

$$\bar{Nu}_i = 0,065 Re_{sr}^{0,8} Sg^{-0,54} \quad (7)$$

$$Re_{sr} = 0,5(Re_1 + Re_2).$$

Temperaturę nominalną oraz prędkość obliczeniową stanowią: temperatura gazu i rzeczywista prędkość na wejściu (Re_1) lub wyjściu (Re_2) z kanału łopatkowego. Zależność (6) jest słuszna dla stopni o małej reakcyjności ($\rho = 0,1 \div 0,2$, $Sg = 1,3 \div 2,4$), natomiast związek (7) obejmuje przypadki kanałów akcyjnych i reakcyjnych ($1,3 < Sg < 5,5$). Oba związki zostały otrzymane dla:

$$1,5 \cdot 10^5 < Re_2 < 2,5 \cdot 10^5,$$

$$M_2 < 0,9.$$

Proces wymiany ciepła na rozpatrywanych powierzchniach można opisać również zależnością

$$\bar{Nu}_1 = 0,032 Re^{0,8}, \quad (8)$$

gdzie: $Re = \frac{wB}{\nu}$, $\bar{w} = 0,5(w_1 + w_2)$, B - długość kanału wzdłuż średniej jego linii. Dobre rezultaty otrzymuje się przyjmując do obliczeń za temperaturę i ciśnienie obliczeniowe wartości:

$$t_n = 0,9 \frac{t_1 + t_2}{2},$$

$$p_n = 0,5(p_1 + p_2).$$

Prędkości, temperatury, ciśnienia należy przy tym określić dla przekrojów 1 (przed kanałem) i 2 (za kanałem) odpowiednio u podstawy (α_4) i wierzchołka (α_2) łopatki.

Ogólne porównanie formuł (6) i (7) jest bardzo utrudnione ze względu na różną budowę rozpatrywanych zależności. Obliczenia szczegółowe wskazują, że rezultaty otrzymane z formuł (6) i (7) przewyższają nieco wartości otrzymane przy zastosowaniu formuły (8).

Do obliczenia współczynnika wnikania $\bar{\alpha}_3$ można wykorzystać związek:

$$\bar{\alpha}_3 = \chi(t, p) G(s, s/b, D) \left(\frac{\dot{m}_w}{\dot{m}}\right)^{0,8} \dot{m}^{0,8}, \quad (9)$$

gdzie:

$$\chi(t, p) = 0,0128 \frac{C_p^{0,37} \lambda^{0,63}}{\mu^{0,43}}$$

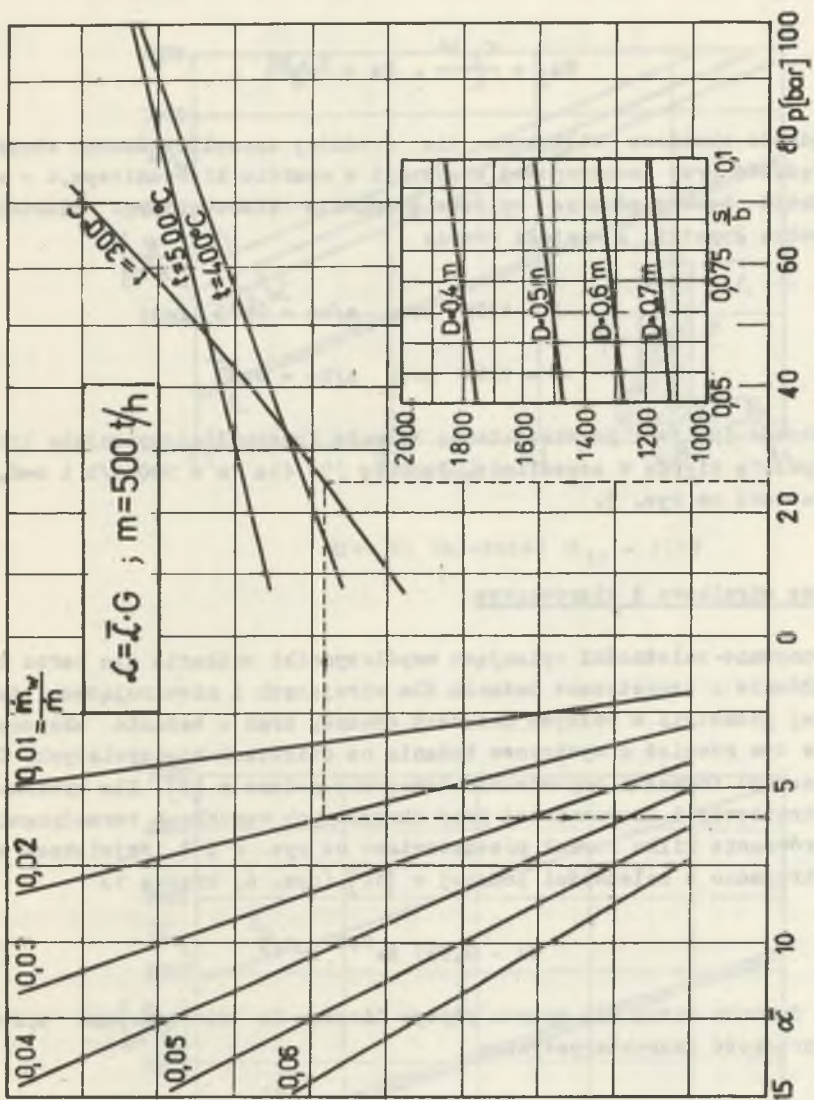
$$G = \frac{1}{s \cdot D^{0,8}} \left(\frac{s}{b}\right)^{0,054}$$

\dot{m}_w - strumień masy czynnika przez szczelinę,

\dot{m} - strumień masy w rozpatrywanym przekroju,

s - wysokość szczeliny,

b - szerokość łopatki.



Rys. 5. Zależność $\alpha_3 = f(\lambda, G)$

$$Nu_3 = A(0,606 \cdot 10^{-5} Re)^{3,4} \frac{u}{c_s} \quad [9] \quad (10)$$

gdzie:

$$Nu_3 = \frac{\alpha_3 bo}{\lambda}, \quad Re = \frac{c \cdot bo}{\nu},$$

u - prędkość obwodowa obliczona dla średnicy szczeliny danego stopnia,
 c_s - prędkość przy izentropowej ekspansji w oparciu kierowniczym, c - realna prędkość bezwzględna na wyjściu z aparatu kierowniczego mierzona u wierzchołka łopatki, A - stała równa:

$$A = 1485 \quad \text{przy} \quad s/bo = 0,03,$$

$$A = 1260 \quad \text{przy} \quad s/bo = 0,05.$$

Zależność (9) jest przekształconą formułą Krassoulda, opisującą konwekcyjną wymianę ciepła w szczelinie. Formułę (9) dla $\dot{m} = 500 \text{ t/h}$ i $s=0,001$ przedstawiono na rys. 5.

3. Tarcze wirnikowe i kierownicze

Proponowane zależności opisujące współczynniki wnikania dla tarcz oparte są głównie o teoretyczne badania dla wirujących i niewirujących tarcz o prostej geometrii w różnych układach obudowy oraz o badania eksperymentalne, w tym również o wycinkowe badania na obiektach rzeczywistych. Dyskusję szeregu formuł i odpowiednie nomogramy podano w [9]. Dla wybranych tarcz wirnikowej i kierowniczej przy określonych warunkach termodynamicznych porównanie kilku formuł przedstawiono na rys. 6 i 7. Największe wartości otrzymano z zależności podanej w [10] (rys. 6, krzywa 1)

$$Nu = 0,957 Re^{0,8} Pr^{0,8} \quad (11)$$

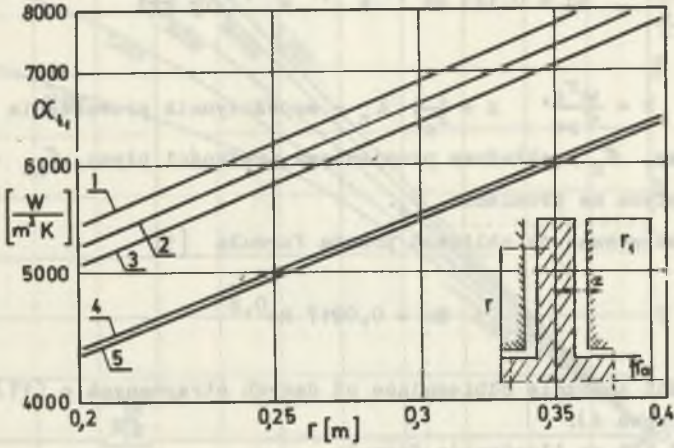
Jest to formuła ważna dla opływu płyty. Liczbę Re zdefiniowano wprowadzając prędkość charakterystyczną

$$w = r\omega(1 - \beta/\omega)$$

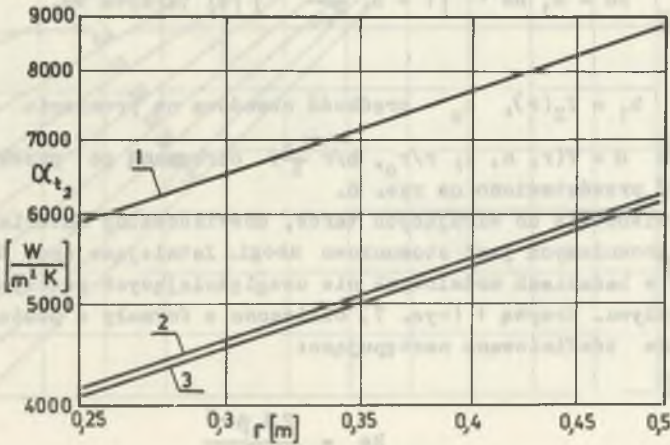
gdzie:

$$\omega - \text{prędkość kątowa, } \beta/\omega = f(z/r_1).$$

Pozostałe oznaczenia podano na rys. 6.



Rys. 6. Zależność $\alpha_{t1} = f(r)$



Rys. 7. Zależność $\alpha_{t2} = f(r)$

Zbliżone wartości daje formuła podana w [11] a ujmująca wpływ na wymianę ciepła stosunkowo dużej ilości parametrów (rys. 6, krzywa 2)

$$Nu = 0,123 Re^{0,8} k^{-0,2} x^{-0,4} \left(\frac{b}{r} \frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^{-0,2} \quad (12)$$

gdzie:

$Re = \frac{v_r r_1}{\nu}$, $k = \frac{\omega r_0}{v_{r_0}}$, $x = \frac{r}{r_0}$, λ_c - współczynnik przewodzenia dla materiału tarczy, v_r - składowa promieniowa prędkości płynu, v_{r_0} - składowa prędkości płynu na promieniu r_0 .

Często stosowana do obliczeń prosta formuła [9]

$$Nu = 0,0217 Re^{0,8} \quad (13)$$

daje wartości znacznie odbiegające od danych otrzymanych z (11) i (12) (rys. 6, krzywa 4).

Krzywe 3 i 5 są ilustracją formuł:

$$\alpha_{t1} = 0,366 C_M \frac{Pr \omega^{0,8} r^{0,6}}{\nu^{0,8}} \quad [9] \quad (\text{krzywa 3})$$

C_M - zredukowany współczynnik mocy tarcia,

$$Nu = a_1 Re^{0,8} \left[1 + b_1 \frac{u_0}{v_{r_0}} \right]^{0,8} \quad [9] \quad (\text{krzywa 5})$$

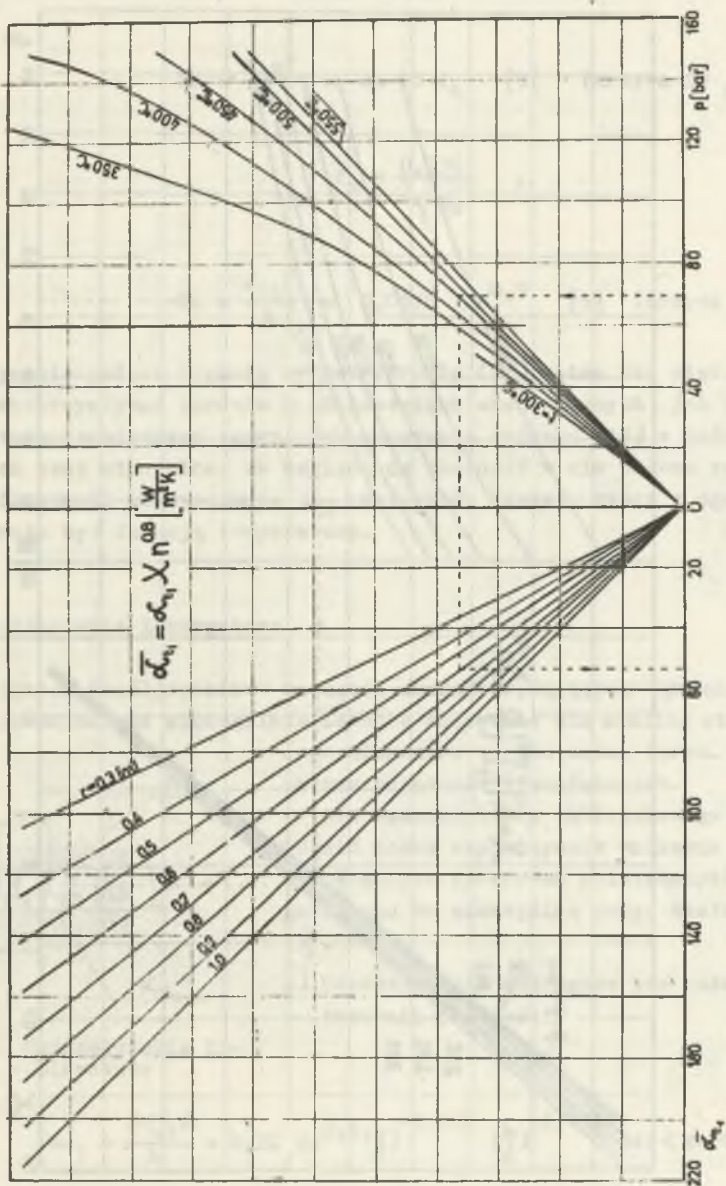
$a_1 = f_1(r)$, $b_1 = f_2(r)$, u_0 - prędkość obwodowa na promieniu r_0 .

Zależność $\alpha = f(r, n, k, r/r_0, b/r \frac{\lambda_c}{\lambda})$ otrzymaną po przekształceniu związku (12) przedstawiono na rys. 8.

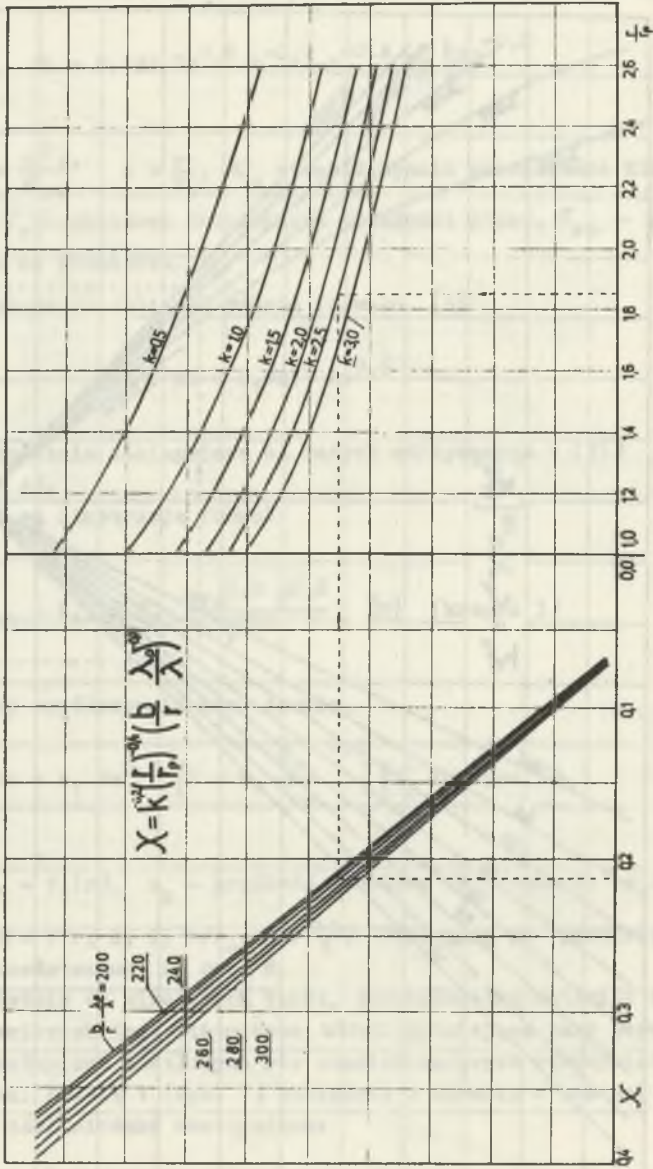
W przeciwieństwie do wirujących tarcz, doświadczalny materiał dotyczący tarcz kierowniczych jest stosunkowo ubogi. Istniejące dane doświadczalne uzyskano w badaniach modelowych nie uwzględniających rzeczywistych warunków przepływu. Krzywą 1 (rys. 7) obliczono z formuły o postaci (11).

Liczbę Re zdefiniowano następująco:

$$Re = \frac{2\pi \beta r^2}{\nu}$$



Rys. 8a. Zależność $\alpha_{t_1} = \bar{\alpha}_{t_1} \lambda_n^{0,8}$



Rys. 8b. Zależność $\lambda = k^{-0.2} \left(\frac{\lambda_p}{1.0}\right)^{-0.4} \left(\frac{b}{\lambda_p}\right)^{-0.2}$

Pozostałe krzywe otrzymano z formuł nie uwzględniających wpływu na intensywność wymiany ciepła wartości szczeliny osiowej. Wykorzystano zależności:

$$Nu = \frac{\alpha_{t2} x}{\lambda} = Re Pr f_m \quad [9] \quad (\text{krzywa 2}),$$

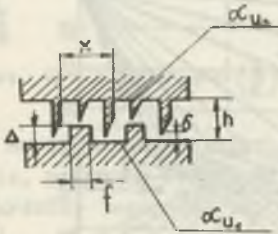
$$f_m = \frac{0,036}{\sqrt[3]{Re}},$$

$$Nu = \frac{\alpha_{t2} x}{\lambda} = 0,0178 Re^{0,9} \quad [9] \quad (\text{krzywa 3}).$$

Wszystkie podane formuły oprócz formuły (12) można bez większych trudności wykorzystywać zarówno w obliczeniach analitycznych jak i analogowych stanu termicznego tarcz. Wykorzystanie związku (12) w badaniach analogowych jest utrudnione ze względu na obecność w nim członu zacierającego współczynnik przewodzenia λ_c materiału tarczy, który w ogólnym przypadku może być funkcją temperatury.

4. Uszczelnienie labiryntowe

Znajomość współczynników wnikania charakteryzujących wymianę ciepła w uszczelnieniach ma szczególnie istotne znaczenie dla analizy stanu termicznego elementów turbin wału, tarcz. Dotyczy to zwłaszcza stanów nieustalonych.



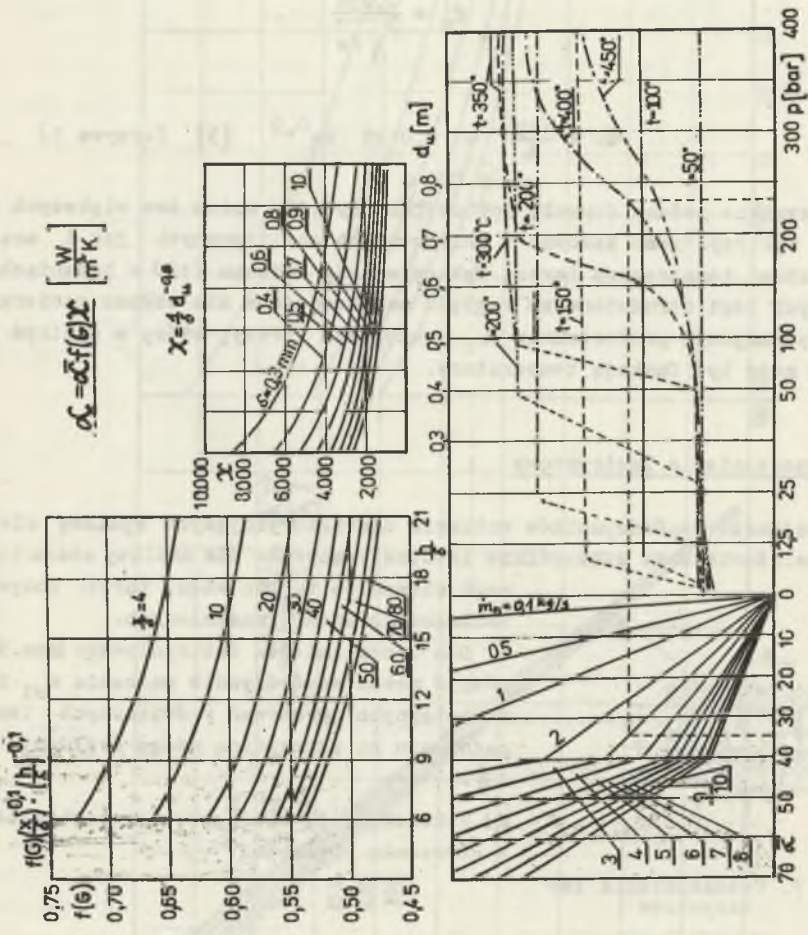
Rys. 9. Uszczelnienia labiryntowe

Dla uszczelnienia labiryntowego (rys. 9) wyróżnić można współczynnik wnikania α_{u1} i α_{u2} . Z dostępnych opracowań poświęconych temu zagadnieniu na szczególną uwagę zasługują [12, 13].

a) Uszczelnienie szeregowe bez całkowitego wytracania prędkości

$$Nu_1 = \frac{2\alpha_{u1} \delta}{\lambda} = 0,22 Re^{0,6} \left(\frac{x}{\delta}\right)^{-0,085} \left(\frac{h}{\delta}\right)^{-0,075} \quad 240 < Re < 8700 \quad (14)$$

$$Nu_1 = 0,039 Re^{0,8} \left(\frac{x}{\delta}\right)^{-0,1} \left(\frac{h}{\delta}\right)^{-0,1} \quad 8700 < Re < 1,7 \cdot 10^5 \quad (15)$$



Rys. 10. Zależność $\alpha = f(G) X \alpha$

gdzie:

$$Re = \frac{2\delta w}{\nu}, \quad w - \text{prędkość w uszczelnieniu pod ostrzem.}$$

Pozostałe oznaczenie podano na rys. 10.

b) Uszczelnienie szeregowe z całkowitym wytrącaniem prędkości (rys. 9a):

$$Nu_1 = 0,98 Re^{0,6} \left(\frac{\delta}{h}\right)^{0,56} \quad 200 \leq Re \leq 6 \cdot 10^3, \quad (16)$$

$$Nu_1 = 0,41 Re^{0,7} \left(\frac{\delta}{h}\right)^{0,56} \quad 6 \cdot 10^3 \leq Re \leq 1 \cdot 2 \cdot 10^5. \quad (17)$$

Dla określenia α_{u_2} w [13] zaproponowano formułę

$$Nu_2 = 1,125 Re^{0,65} \left(\frac{\delta}{h}\right)^{0,35} \left(\frac{h}{x}\right)^{0,1} \left(\frac{r}{x}\right)^{0,32}, \quad (18)$$

gdzie:

$$Nu_2 = \frac{\alpha_{u_2} 2h}{\lambda}, \quad Re = \frac{2h w}{\nu}$$

Związek (15) po zapisaniu go w postaci

$$\alpha_{u_1} = \frac{\lambda}{2\mu} C^{0,8} \dot{m}_n^{0,8} \psi \quad (19)$$

gdzie: C - stała, $\psi = \left(\frac{x}{\delta}\right)^{-0,1} \left(\frac{h}{\delta}\right)^{-0,1} \frac{1}{\delta} d_u^{-0,8}$

d_u - średnica uszczelnienia, \dot{m}_n - strumień masy czynnika przez uszczelnienie, pojęto w formie wykresu na rys. 10.

Bardziej szczegółową analizę formuł ważnych dla uszczelnień podano w [9].

5. Uwagi końcowe

Przedstawione dane dotyczące współczynnika $\bar{\alpha}_1$ wskazują na duże różnice między rezultatami formuł (1) i (2). Bardziej uniwersalna formuła (1) daje wartości wyższe. Podobne różnice można otrzymać porównując formuły dla określenia pozostałych współczynników wnikania w układzie łopatkowym.

Z porównania związków opisujących współczynniki wnikania dla tarcz kierowniczych, tarcz wirujących widać, że również w tym zakresie różnice między poszczególnymi rezultatami są znaczne. Wynika stąd konieczność prowadzenia dalszych badań dla uzyskania bardziej miarodajnych rezultatów.

Przedstawione w pracy formuły przystosowano do praktycznego stosowania w obliczeniach stanów termicznych poszczególnych elementów. Wydaje się słuszne, by w przypadkach dużego zróżnicowania rezultatów otrzymanych z różnych formuł wybrać średnie wartości związków dających wyniki zbliżone do siebie.

LITERATURA

- [1] Kapinos W.M., Knabe A.G.: K opriedieleniu sredniwo koeficienta tiepłoozbmena turbinnych łopatok, I.W.Z., Energetika 6, 1967.
- [2] Żirickij G.S. i inni: Gazowyje turbiny dwigatieliej lietatielnych apparatow, Moskwa, Izd. Maszynostrojenije, 1971.
- [3] Ellenbrock H.: Some NACA Investigation of Heat Transfer of coolde Turbine Blade, Proc. of the General Duse of Heat Transfer, Inst. Mech. Engr., t. 410, London 1951.
- [4] Pietrowskaja N.A., Pietrowskij W.S.: K woprosu o srednim koeficientie tiepłoozdaczci w łopatoocznych rieszotkach, Trudy Mosk. Aw.Tiechn. Inst., wyp. 72, 1971.
- [5] Mamejew B.L., Klibanow A.G.: Profilnyje poterii w turbinnoj reszotkie, Tiepłooenergetyka 6, 1970.
- [6] Karnożickij W.N.: Tiepłoozbmien w łopatkach w naturalnych usłowijach, Energetika i elektrotiechniczeskaja promyszliennost, 3, 1963.
- [7] Żarow G.G., Wienciulis L.S.: Sudowyje wysokotiemperaturnyje gazoturbinnyje ustanowki, Izd. Sudostrojenije, Leningrad 1973.
- [8] Bodunow M.N., Łokaj W.I.: Wysokotiemperaturnyje ochłozdajennyje gazowyje turbiny, Sbornik Statiej, Izd. Maszynostrojenije, Moskwa 1971.
- [9] Zespół Ciepłnych Maszyn Wirnikowych: Atlas współczynników wnikania ciepła dla elementów turbin. Praca nieopublikowana.
- [10] Tuliszka E.: Temperatury i naprężenia termiczne w tarczowych wirnikach turbin ciepłnych w różnych warunkach pracy, Archiwum Budowy Maszyn, Tom VII, 4, 1960.
- [11] Kapinos W.M.: Tiepłopieriedacza diskow gazowych turbin z wozdusznym ochłozdzeniem. Trudy Ch.P.I., Tom 24, wyp. 6, 1957.
- [12] Kapinos W.M., Gura Ł.A.: Issledowomije tiepłoozbmena w labiryntowych upłotnienijach na statinieskich modelach, Tiepłooenergetika 11, 1970.
- [13] Kapinos W.M., Gura Ł.A.: Tiepłoozbmien w stupieneczatom labirintom upłotnieni, Tiepłooenergetika 3, 1973.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛОТДАЧИ
ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТУРБИН

Р е з ю м е

Приводится анализ и сравнение коэффициентов теплоотдачи в характерных зонах теплообмена (подвижные и неподвижные турбинные решетки, диски, диафрагмы, лабиринтовые уплотнения). Для облегчения расчётов приводятся соответствующие номограммы.

THE COEFFICIENT OF HEAT
TRANSFER FOR SOME TURBINE ELEMENTS

S u m m a r y

This paper contains the analysis and comparison of the coefficients of heat transfer in the characteristic turbine elements (disk, disk wheel, blade cascade, labyrinth seal, diaphragm). To facilitate the calculation the corresponding nomograms are given.